

**Untersuchungen zur Anwendung von  
mehrdimensionalen Korrelationsverfahren bei  
der Determination von Kanten mit  
hochauflösenden optischen Messmaschinen**

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur  
(Dr.-Ing.)

vorgelegt der  
Fakultät für Maschinenbau der  
Technischen Universität Ilmenau

von Herrn

Dipl.-Phys. Volker Tympel

geboren am 07.07.1960 in Treuenbrietzen / Brandenburg

verteidigt am  
11.11.2009

Gutachter:

Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Gerhard Linß  
Prof. Dr.-Ing. Dietmar Fey  
Dr.-Ing. Thomas Scherübl

„Bescheidne Wahrheit sprech' ich dir.  
Wenn sich der Mensch, die kleine Narrenwelt,  
Gewöhnlich für ein Ganzes hält;“

(Mephistopheles in Goethes Faust Teil I. von 1808)



# KURZZUSAMMENFASSUNG ZUR DISSERTATION

## *Untersuchungen zur Anwendung von mehrdimensionalen Korrelationsverfahren bei der Determination von Kanten mit hochauflösenden optischen Messmaschinen.*

Vorgelegt der Fakultät für Maschinenbau der Technischen Universität Ilmenau  
von Herrn

Dipl.-Phys. Volker Tympel

Diese Arbeit untersucht, wie durch mikroskopische Bildserien mit unterschiedlichen Fokuspositionen Objekte sicherer lokalisiert oder charakterisiert werden können. Das vorgeschlagene Verfahren der extrafokalen Korrelation wird ausführlich in Simulationen und Experimenten an Kantenobjekten diskutiert. Abschließend erfolgt ein Ausblick für die Anwendung bei komplexeren Objekten.

Einleitend wird die theoretisch bekannte kantenversteilernde Wirkung bei kohärenter Beleuchtung experimentell nachgewiesen und kritisch auf die Begriffe optisches Auflösungsvermögen und Schärfentiefe bei Mikroskopsystemen eingegangen. Zur Sicherstellung möglichst großer Rechenressourcen wird auf effektive Datenformate, schnelle *Fourier*-Transformationen und Parallelisierung eingegangen.

An modifizierten Mikroskopsystemen konnte gezeigt werden, dass Korrelationsverfahren die sonst störenden Oszillationen an Kantenrändern vorteilhaft nutzen können, wenn die zur Korrelation benutzten Erwartungswerte diese Oszillationen berücksichtigen. Die Einbeziehung extrafokaler Bildebenen kann gleichfalls die Reproduzierbarkeit der Detektion von Kantenorten erhöhen, d. h. auch Bereiche außerhalb einer definierten Schärfentiefe können sinnvoll zur Determination eines Kantenortes genutzt werden, wenn der Gewinn an Information den Verlust durch das zunehmende Rauschen überwiegt. In bestimmten Parameterbereichen ist die extrafokale Korrelation mit Erwartungswerten der reinen Mittelung über benachbarten Bildebenen überlegen. Insbesondere bei kohärenter Beleuchtung sind reine Mittelungen der extrafokalen Korrelation unterlegen. Die extrafokale Korrelation, basierend auf der Suche nach der kleinsten Summe der Fehlerquadrate, ist zwar aufwendiger, aber oft erfolgreicher als die schnellere *Fourier*-Kreuzkorrelation. Das Verfahren der extrafokalen Korrelation kann auch seriell benutzt werden, um 2-dimensionale Verläufe von Kanten zu analysieren, was z. B. bei der Bestimmung von Strukturbreiten-Homogenitäten der Fall ist. Angerissen wird die Erweiterung des Verfahrens für komplexere Objekte, die am Beispiel der Kreisdurchmesserbestimmung in dieser Arbeit seriell bearbeitet wurde, da die notwendige 4-dimensionale Korrelation mit großen Datenmengen künftigen Rechnergenerationen vorbehalten bleibt. Im Anhang wird das Negativ-Kontrast-Misch-Verfahren als spezielle Methode zur Kontraststeigerung vorgestellt.

## ABSTRACT OF THE DISSERTATION

### *Researches into the application of multidimensional correlation techniques for the determination of edges using high-resolution optical measuring machines.*

presented to the faculty of Mechanical Engineering at the Ilmenau University of Technology  
by

Dipl.-Phys. Volker Tympel

This study explores the potential of microscopic image series from different focal positions for the exact localisation and characterisation of objects. The proposed technique of extrafocal correlation is described in detail in simulations and experiments on edge objects. Concludingly an outlook is given for applications on more complex objects.

Introductorily the theoretically known edge-steepening effect of coherent illumination will be proven experimentally and the terms optical resolution and depth of focus on microscopical systems will be critically discussed. For the benefit of securing as much as possible numerical power effective data formats, Fast-Fourier-Transformation and parallelisation will be also elaborated.

It was possible to show that correlation techniques can take advantage of the generally disruptive behaviour of oscillations on edge borders, if the expected values of the correlation consider these oscillations. The integration of extrafocal image layers can likewise increase the reproducibility of the detection of edge positions, meaning layers outside a defined depth of focus may be used to effectively determine the position of an edge, if the gain of information exceeds the deficit by increasing noise. In certain ranges of parameters the extrafocal correlation with expected values outclasses pure averaging with neighbouring image layers, particularly in the case of coherent illumination. Extrafocal correlation based on the Least Squares Method is indeed time-consuming but often more successful than the quicker Fourier-cross-correlation. The algorithm of the extrafocal correlation may also be used serial in order to analyse 2-dimensional trends of edges, as is the case with the determination of homogeneities of critical dimensions. The expansion of the technique to analyse more complex objects is mentioned using the example of the serial determination of circle diameters in this study because the essential 4-dimensional correlation with large amounts of data is reserved for future computer generations. A special method of contrast enhancement called *Negative-Contrast-Mixture-Method* is appended.

# INHALTSVERZEICHNIS

<b>EINLEITUNG</b>	<b>1</b>
<b>1 GRUNDLAGEN</b>	<b>5</b>
1.1 Der Begriff der Kante	5
1.2 Sensorensysteme zur Kantendetektion	6
1.3 Kantendetektion in der Digitalen Bildverarbeitung	8
1.4 Problematische optische Kantendetektionen	13
1.5 Literaturverzeichnis	15
<b>2 DIE OPTISCHEN MESSMASCHINEN</b>	<b>17</b>
2.1 Die optische Strahlungsquelle	17
2.2 Das optische Abbildungssystem	25
2.2.1 Allgemeiner Aufbau und Beschreibungen	25
2.2.2 Betrachtungen zum optischen Auflösungsvermögen	50
2.2.3 Schärfentiefe	57
2.3 Der opto-elektronische Sensor	61
2.4 Zusätzliche Baugruppen	69
2.5 Literaturverzeichnis	73
<b>3 NUMERISCHE UND MATHEMATISCHE HILFSMITTEL</b>	<b>79</b>
3.1 Große Datenmengen	79
3.2 Fourier-Transformation	83
3.2.1 Klassische Fourier-Transformation	83
3.2.2 FFTW – Fastest Fourier-Transformation in the West	86
3.3 Methode der kleinsten Quadrate	89
3.4 Literaturverzeichnis	90
<b>4 KANTENDETEKTION DURCH MEHRDIMENSIONALE KORRELATION</b>	<b>91</b>
4.1 Ansatz des Verfahrens der extrafokalen Korrelation	91
4.2 Korrelation mit globalem Operator im Fourier-Raum	93
4.3 Korrelation nach Methode der kleinsten Quadrate	96
4.4 Literaturverzeichnis	98

<b>5</b>	<b>NUMERISCHE SIMULATIONEN</b>	<b>99</b>
5.1	Die Simulations- und Auswerteprogramme	99
5.2	Simulationsläufe zur Linienbreite	100
5.2.1	Linienbreiten bei inkohärenter Beleuchtung	101
5.2.2	Linienbreiten bei partiell-kohärenter Beleuchtung	104
5.3	Simulationsläufe für 2-dimensionale Objekte	109
<b>6</b>	<b>EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN</b>	<b>113</b>
6.1	Modifizierte Mikroskopsysteme	113
6.1.1	Erhöhung der Kantensteilheit	114
6.1.2	Verringerung der Standardabweichung	115
6.1.3	Einbeziehung der extrafokalen Bildebenen	123
6.1.3.1	Untersuchungen bei nahezu konstanter Strukturbreite	123
6.1.3.2	Untersuchungen bei nicht-konstanter Strukturbreite	138
6.1.3.3	Untersuchungen zur Exaktheit der Testfunktion	141
6.1.4	Untersuchungen mit einem Immersions-System	146
6.1.5	Untersuchungen an 2-dimensionalen Objekten	148
6.2	Daten eines DUV-Mikroskopsystems	150
6.3	Vergleichende Betrachtung der Ergebnisse	155
6.4	Literaturverzeichnis	156
<b>7</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG, SCHLUSSFOLGERUNGEN UND AUSBLICK</b>	<b>157</b>
<b>ANHANG</b>		
<b>ABBILDUNGSVERZEICHNIS</b>		<b>I</b>
<b>ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS UND FORMELZEICHEN</b>		<b>IV</b>
<b>INSTRUMENTENVERZEICHNIS</b>		<b>VI</b>
Mikroskope, Objektive, Mikroskopzubehör		VI
Rechentechnik		IX
Software		X
NKM-Verfahren		XII
Proben		IV

## EINLEITUNG

Miniaturisierung ist ein grundsätzlicher Trend der technischen Entwicklung, welcher getrieben wird von dem Wunsch, in für den Menschen leicht handhabbaren Dimensionen möglichst viel Funktionalität zu fassen. Neben diesem Aspekt der stetigen Gebrauchswerterhöhung wächst auch zunehmend die Bedeutung der kostengetriebenen Einsparung von Ressourcen. Die Verkleinerung mechanischer Dimensionen führt aber zu neuen technischen Herausforderungen an Fertigungs-, Mess- und Prüfmittel.

Im Bereich der Rechentechnik war diese Entwicklung in den letzten 25 Jahren besonders dramatisch. Einstmals gigantisch scheinende numerische Verarbeitungsleistungen, die selbst in Gebäude umfassenden Rechenzentren nicht zur Verfügung standen, befinden sich in diesen Tagen zu akzeptablen Kosten auf fast allen Schreibtischen oder werden gar vom technischen Spielzeug in Kinderzimmern noch übertroffen. Andererseits bewegen sich die Dimensionen der Strukturen auf den Bauelementen dieser Rechentechnik zum Teil in Bereichen, die jenseits dessen liegen, was im klassischen Sinne für optisch auflösbar angesehen wird. Diese Rechentechnik führt aber nicht nur zu Herausforderungen, sie schafft auch neue Möglichkeiten für Lösungen. Es ist daher sinnvoll von Zeit zu Zeit zu überprüfen, ob ein bekannter – aber aufwendiger – mathematischer Lösungsansatz, der sich bisher einer praktischen Realisierung entzog, mit diesen neuen numerischen Ressourcen direkt oder in modifizierter Weise zur Anwendung gebracht werden kann.

In dieser Arbeit wird ein Verfahren der Digitalen Bildverarbeitung vorgeschlagen, das dazu beitragen kann, Positionen von Objekten in mehrdimensionalen Messdatenfeldern reproduzierbarer zu determinieren. Hier soll dieser Ansatz speziell bei hochauflösenden optischen Messmaschinen verfolgt werden. Mit kleiner werdenden Dimensionen steigen die Anforderungen an das optische Auflösungsvermögen. Größere Öffnungen der abbildenden Objektive können da hilfreich sein. Dies führt aber zu kleineren Schärfetiefen, die das Problem der Suche nach der besten Fokus-Position vergrößert. So werden zunehmend – durch ein Scannen des Systems in der axialen Z-Richtung – grundsätzlich 3-dimensionale Intensitätswerte aufgenommen. Bei konfokalen Mikroskopen<sup>1</sup> sind diese 3-dimensionalen Bilder sogar eine wesentliche Systemeigenschaft. In dieser Arbeit wird vorgeschlagen, mehr von der extrafokalen Information für die Reproduzierbarkeit von Messungen des Systems zu nutzen.

Der grundlegende Vorschlag besteht darin, mehrdimensionale Korrelationen<sup>2</sup> durchzuführen. Im Vergleich zur klassischen Positionsbestimmung in der Best-Fokus-Ebene können so mehr Messwerte an der Determination der Lage von Objekten beteiligt werden. Diese extrafokale Korrelation ist zwar numerisch aufwendig, sie bietet aber auch

---

<sup>1</sup> Spezieller Mikroskoptyp mit extrem kleinen Blenden in den beleuchtungs- und abbildungsseitigen Brennpunkten, die zu einer lateralen Kontraststeigerung und einer erheblichen Verbesserung der Auflösung in der Z-Richtung führen.

<sup>2</sup> Beziehung zwischen zwei oder mehreren Mengen potentieller Untersuchungsobjekte eine bestimmte Fragestellung betreffend, die hier stets im Sinne einer positiven Korrelation die Ähnlichkeit beschreibend benutzt wird.

Möglichkeiten an, größere Bereiche von vorhandenen Messdaten und *a-priori*-Wissen<sup>1</sup> für die Verbesserung der Reproduzierbarkeit von Messungen zu nutzen. Eine zentrale Bedeutung bei diesem Verfahren der Suche nach der Ähnlichkeit haben die Gegenstücke zu den Messwerten – die Erwartungswerte. Diese Erwartungswerte müssen vor der Messung bekannt sein. Sie können 1-dimensionale Kanten aber auch 2-dimensionale Objekte repräsentieren. Ihre Erzeugung kann durch theoretische Berechnungen, Simulationen oder Messungen erfolgen. Durch die zusätzliche Betrachtung der Z-Richtung wächst die Korrelationsaufgabe um eine Dimension. Es ist auch möglich, dass mit unterschiedlichen Sätzen von Erwartungswerten korreliert wird, um komplexere Parameter zu erfassen oder Objekt zu klassifizieren, dann steigt die Dimension der Erwartungswerte weiter an. In dieser Arbeit liegt der Schwerpunkt auf der Determination von Kantenpositionen, wobei zwei Kantenpositionen eine Linienbreite definieren können. Für diese Arbeit wurden zwei Lichtmikroskope für die automatische Langzeit-Bildaufnahme modifiziert. Deren Messdaten aus dem visuellen Spektralbereich konnten durch eine mehrtägige Messserie eines kommerziellen Ultraviolett-Mikroskops ergänzt werden.

Es wird gezeigt werden, dass stets durch die extrafokale Korrelation eine Verringerung der Standardabweichung bei der Bestimmung der Kantenpositionen – immer verglichen mit repräsentativen klassischen Verfahren – erzielt werden konnte. Die dafür notwendigen Korrelationen von 1-dimensionalen Intensitätsverläufen an Kanten werden im 2-dimensionalen Raum erfolgen. Die Verringerung der Standardabweichung bei der Bestimmung der Kantenposition kann auch genutzt werden, um auf laterale Mittelungen verzichten zu können. Die Mittelung über mehrere sogenannte Suchstrahlen ist eine übliche Methode, um bei klassischen Verfahren die Standardabweichungen von z. B. Linienbreitenmessungen zu senken. Lokale Aussagen werden aber durch die Mittelung nahezu unmöglich. Die extrafokale Korrelation kann in einem gewissen Umfang die lateralen Mittelungen kompensieren und somit durch ein Scannen in der frei gewordenen Richtung Rauheiten oder Verläufe von Kantenorten genauer analysieren. Dies wird am Beispiel der Vermessung eines Lithographie-Defekts gezeigt werden, wobei die abbildungsbedingte Verwaschung der Intensitäten in der Z-Richtung zu beachten ist. Gleichfalls können durch die extrafokale Korrelation auch Randbereiche mit Oszillationen, wie sie bei partiell-kohärenter Beleuchtung auftreten, zur stabileren Positionsbestimmung mit beitragen.

Über die klassische Kantendetektion hinausgehend ist die extrafokale Korrelation aber auch zur Charakterisierung komplexerer Objekte geeignet. Daher wurden auch aufwendigere 3-dimensionale Korrelationen mit parametrisierten Sätzen von Erwartungswerten für 2-dimensionale Objekte durchgeführt. So wird am Beispiel eines kleinen opaken Kreises gezeigt, dass auch hier die extrafokale Korrelation zur sicheren Bestimmung des Durchmessers genutzt werden kann. Die experimentellen Untersuchungen werden mit der erfolgreichen Anwendung der extrafokalen Korrelation bei

---

<sup>1</sup> Bereits vor der Messung vorhandenes Hintergrundwissen, hier existierende Erwartungswerte, welche die Intensitätsverläufe bei bekannter Abbildung und bekannten Objekten widerspiegeln.

hochauflösender Öl-Immersions-Mikroskopie<sup>1</sup> im sichtbaren Spektralbereich und mit der Auswertung von Bilddaten, die im ultravioletten Spektralbereich aufgenommen wurden, abgeschlossen.

Den praktischen Anwendungen gehen in der vorliegenden Arbeit fünf theoretische Kapitel voraus. In dem ersten Kapitel wird auf den Begriff der Kante insbesondere in der Digitalen Bildverarbeitung eingegangen, und es werden Sensoren, speziell optische Flächensensoren, diskutiert, die geeignet sind, Kanten zu detektieren. In dem umfangreichen zweiten Kapitel werden grundlegende Komponenten von optischen Messmaschinen beschrieben. Hier werden physikalische Eigenschaften und Modelle beschrieben, die für das Verständnis der Arbeit wichtig sind. Insbesondere wird dort auf das physikalische Phänomen des Lichts und verschiedene Modelle zur Beschreibung von optischen Abbildungen eingegangen. Angerissen werden unter anderem Begriffe wie Intensität, Kohärenz, *Fourier*-Optik, numerische Apertur, optisches Auflösungsvermögen, Strukturbreite und Schärfentiefe. Dies scheint notwendig, da selbst Postulate aus den Anfangsjahren einer qualitativen Mikroskopie im Zeitalter quantitativ messender Systeme hinterfragt werden sollten und häufig auch produktbezogene Veröffentlichungen zu begrifflichen Missverständnissen führen. Den umfangreichen optischen Abschnitten folgen Erläuterungen zu elektronischen und mechanischen Systemkomponenten und deren möglicherweise störendes Einwirken auf die Messungen. An den entsprechenden Stellen wird dargelegt, welche Konsequenzen sich daraus für Modifikationen der benutzten Mikroskopsysteme ergaben.

Dem Kapitel zur experimentellen Hardware schließt sich ein kurzer Abschnitt an, in dem numerische und softwaretechnologische Aspekte erläutert werden, die für diese Arbeit notwendig waren. Dies betrifft Begriffe wie Datenformate, Parallelverarbeitung, schnelle *Fourier*-Transformation und die Methode der kleinsten Fehlerquadrate. So gerüstet wird eingehend das vorgeschlagene Verfahren zur mehrdimensionalen extrafokalen Korrelation vorgestellt, dass in einem anschließenden Kapitel an Hand von Simulationsrechnungen mit klassischen Verfahren zur Bestimmung von Kantenorten verglichen wird. In diesem Kapitel werden Abbildungen simuliert, wie sie bei den darauf folgenden experimentellen Messungen an den Mikroskopen zu erwarten waren. Ein numerischer Zufallszahlengenerator erzeugt dabei die in den Simulationen notwendigen Rauschkomponenten.

Der Schwerpunkt in dieser Arbeit liegt in der Simulation und experimentellen Messung von Linienbreiten binärer<sup>2</sup> Testobjekte. Die opaken Linien werden dabei durch zwei Kanten begrenzt. Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Linienbreite erlaubt somit einen Rückschluss auf die Unsicherheit der einzelnen Kantenortsbestimmungen. Diese relative Methodik ist notwendig, da die mechanischen Drifts der benutzten Systeme und die hohen Auflösungen einen direkten Vergleich von absoluten Kantenkoordinaten bei Langzeitmessungen nicht gestatten.

---

<sup>1</sup> Verfahren, bei dem durch die Einführung eines Mediums mit hoher Brechkraft zwischen Objekt und Objektiv – meist einer Flüssigkeit – die optische Auflösung des Systems gesteigert werden kann. Die Handhabung des Systems wird dadurch etwas erschwert und natürlich muss beim Optikdesign des Objekts das Immersionsmedium berücksichtigt worden sein.

<sup>2</sup> Hier im optischen Sinne von vollständig lichtdurchlässig (transparent) bzw. vollständig lichtundurchlässig (opak), d. h. idealerweise ohne Zwischenstufen benutzt.

Jeweils am Ende der Kapitel zur Simulation und zu den experimentellen Messungen wird am Beispiel eines kreisförmigen Objekts ein Ausblick gegeben, wie das extrafokale Korrelationsverfahren erweitert werden kann. In diesem Beispiel werden Sätze von Erwartungswerten benutzt, um einen komplexeren Parameter – hier der Durchmesser – bestimmen zu können.

Wenn in dieser Arbeit Grauwertbilder gezeigt werden, wird häufig zur besseren Darstellung im Druckbild eine Umwandlung in ein sogenanntes Falschfarbenbild vorgenommen. Dabei entsprechen blaue Farben niedrigen Intensitätswerten, grüne Farben mittleren Intensitätswerten und rote Farben hohen Intensitätswerten. Stellen die Bilder vorzeichenbehaftete Werte dar, wie sie beispielsweise bei Gradientenbildern mit den Werten der 1. Ableitung auftreten, so stellen die blauen Farben negative Werte, die roten Farben positive Werte und grüne Farben Werte im Bereich der Null dar.

Häufig wird in dieser Arbeit die Standardabweichung benutzt, wobei die Werte für eine 3-Sigma<sup>1</sup>-Standardabweichung angegeben werden, um eine einfachere Vergleichbarkeit mit kommerziellen Veröffentlichungen zu gewährleisten.

Zur besseren Handhabung schließen sich die zum Teil umfangreichen Literaturverzeichnisse jeweils direkt den entsprechenden Kapiteln an. In einem Anhang werden zusätzliche Informationen zu den Abbildungen, den verwendeten Abkürzungen und den benutzten optischen, mechanischen und rechentechnischen Instrumenten geliefert. Gleichfalls wird auf die für diese Arbeit erstellten Aufnahme- und Auswertungsprogramme eingegangen. Erstmalig wird im Anhang ein spezielles Bildverbesserungsverfahren veröffentlicht, das gezielt extrafokale Bildebenen mit negativem Kontrast<sup>2</sup> zur Kontraststeigerung verwendet und in dieser Arbeit für die Erstellung von hochauflösenden Mikroskopbildern im Abschnitt über das optische Auflösungsvermögen benutzt wurde.

---

<sup>1</sup> Auch als  $3\sigma$  geschrieben. Bei einer angenommen Normalverteilung sollten die Einzelwerte einer Stichprobe mit einer Wahrscheinlichkeit von 99,7 % im Intervall Erwartungswert  $\pm 3\sigma$  liegen, wobei der Stichprobenmittelwert bei wachsender Stichprobengröße gegen den Erwartungswert konvergiert.

<sup>2</sup> Im gewissen Abstand von der Fokusposition kann eine Umkehr der eigentlich zu erwartenden Intensitätsverhältnisse eintreten, d. h., helle Bereiche können dunkel werden und umgekehrt.



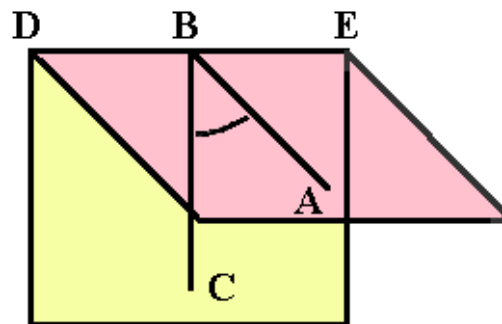
# 1 GRUNDLAGEN

In diesem Kapitel werden kurz die grundlegenden Begriffe und Methoden besprochen, die sich im Umfeld der Problematik des Erkennens von Kanten befinden.

## 1.1 Der Begriff der Kante

Nach Grimm [1.1] wird der Begriff „Kante“ in der Bedeutung für „Ecke, scharfe *Seite*“ im schriftsprachlichen Deutsch erst seit dem 17. Jahrhundert benutzt. In den aktuellen Naturwissenschaften wird der Begriff der Kante allgemein im Umfeld der Beschreibung von Bereichsgrenzen oder speziell mit einer exakten Definition benutzt. Dies erfolgt z. B. in den mathematischen Teilgebieten Mengenlehre [1.2], Geometrie bzw. Stereologie [1.3] (siehe Abb.1.1).

Zahlreich sind auch die Verwendungen des Begriffes in Verbindung mit der sprunghaften Änderung einer Zustands- oder Messgröße, wie z.B. Wolkenunterkante<sup>1</sup>, Valenzbandkante<sup>2</sup>, Leitungsbandkante<sup>3</sup> [1.4] oder Plasmakante<sup>4</sup>. Gebräuchlich sind auch Zusammensetzungen mit Effekten wie Emissionskante<sup>5</sup>, Absorptionskante<sup>6</sup>, Kantenfilter<sup>7</sup>, Kantengradient<sup>8</sup> und Kanten-Oszillation<sup>9</sup> oder mit Personennamen wie bei der sogenannten *Fermi-Kante*<sup>10</sup> (siehe Abb.1.2).



**Abb. 1.1** Kantendefinition in der Stereologie als Ausgangsgerade zweier Halbebenen, wobei der Winkel  $ABC$  zum Maß für die Kante wird. A, D, E sind Punkte einer Halbebene und C, D, E sind Punkte der anderen Halbebene. Die Punkte D, B, E liegen auf der Kante.

<sup>1</sup> Wolkenbasis, Höhe der Unterkante von Wolken, die sich in Abhängigkeit vom Taupunkt und der herrschenden Temperatur einstellt.

<sup>2</sup> Begriff des Bändermodells der Festkörperphysik, dass das höchste vollbesetzte Elektronen-Energieband bezeichnet, das wegen der Vollbesetzung zur Leitfähigkeit nicht beitragen kann.

<sup>3</sup> Begriff des Bändermodells der Festkörperphysik, dass das nächste über dem Valenzband befindliche Energieband bezeichnet, das nicht oder nur teilweise mit Elektronen besetzt ist und so zur Leitfähigkeit beitragen kann.

<sup>4</sup> Sprunghafter Anstieg der Reflektionsfähigkeit oberhalb einer so genannten Plasmafrequenz. Für Metalle wird dieser Effekt gut mithilfe des Modells von Paul Drude beschrieben [1.5].

<sup>5</sup> Schwelle, bei deren Überschreiten etwas erzeugt wird, z. B. schädliches CO-Gas einer unvollständigen Verbrennung bei KLEINFEUERUNGSANLAGEN oder Photonen bei speziellen Halbleiteranordnungen.

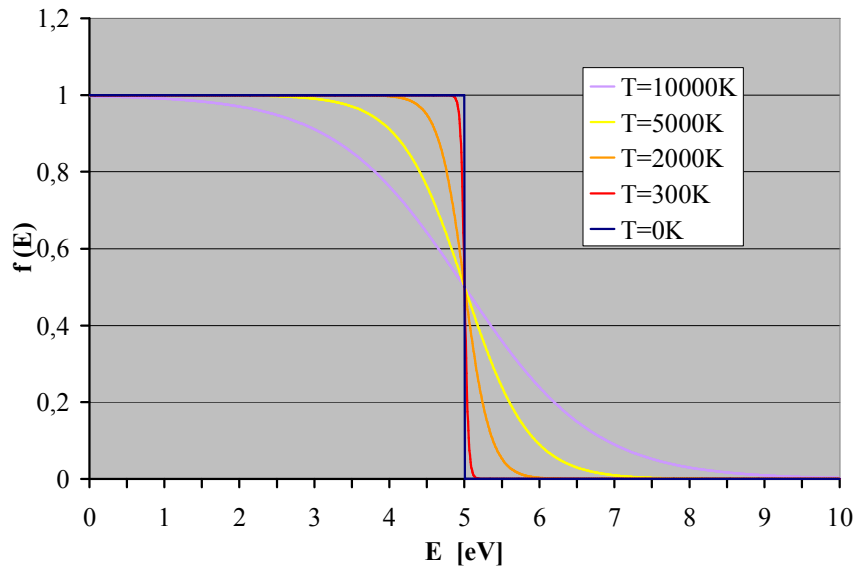
<sup>6</sup> Schwelle, bei deren Überschreitung es zur Aufnahme bzw. Umwandlung z.B. von Partikeln, Gasen, Schall oder Photonen kommt.

<sup>7</sup> Optische Farbfilter mit eingeschränktem spektralem Durchlässigkeitsbereich [1.6].

<sup>8</sup> Wird im Zusammenhang mit der Bewertung optischer Systeme durch die Optische Übertragungsfunktion benutzt; (engl.: *Optical Transfer Function* OTF) [1.7].

<sup>9</sup> Begriff aus der Kernspintomographie für Bildartefakte parallel zu kontraststarken Gewebeübergängen [1.8].

<sup>10</sup> Sprungstelle in der Fermi-Verteilungsfunktion bei der so genannten Fermi-Energie oder Fermi-Grenzenergie [1.9].

**Abb. 1.2**

Verteilungsfunktion der Fermi-Dirac-Statistik mit Fermi-Energie  $E_F=5$  eV (Fermi-Kante) bei verschiedenen Temperaturen  $T$ .

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1} \quad (1.1)$$

mit  $k$  als Boltzmann-Konstante

Zum Teil ist eine Erschließung der jeweiligen Bedeutung nur im Gesamtkontext möglich. So kann unter einer Kupferkante ein Rand aus metallischem Kupfer verstanden werden, aber auch die sogenannte Plasmakante des Kupfers mit ihrem Reflexionsminimum bei einer Wellenlänge von ca. 150 nm [1.10].

Eine zentrale Rolle spielt der Begriff der Kante in der Digitalen Bildverarbeitung bei der Objektsegmentierung. Die Segmentierung stellt einen Abstraktionsschritt dar, bei dem im Bild einzelne Objekte erkannt und voneinander getrennt werden. Im einfachsten Fall kann dies die Abgrenzung eines Objekts von einem Hintergrund sein, aber Abgrenzungen zwischen mehreren Phasen sind ebenfalls möglich. Die einzelnen diskreten Bildelemente repräsentieren im klassischen Fall Messwerte von Lichtintensitäten. Die Algorithmen der Bildverarbeitung werden aber auch erfolgreich bei Daten angewendet, die andere physikalische Messgrößen repräsentieren.

## 1.2 Sensorsysteme zur Kantendetektion

Entscheidend für die Art der physikalischen Messgröße, die durch die jeweiligen Messdaten repräsentiert wird, ist das verwendete Sensorsystem. Neben klassischen photonischen<sup>1</sup> Sensoren, die in dieser Arbeit benutzt wurden, existieren auch nicht-photonische Sensoren oder Sensorsysteme, die Ultraschall, Elektronen (SEM<sup>2</sup>, TEM<sup>3</sup>), Protonen (SPM<sup>4</sup>), Ionen (SIM<sup>5</sup>) oder atomare Wechselwirkungen (STM<sup>6</sup>, AFM<sup>7</sup>) detektieren und eine Bilderzeugung ermöglichen. Prinzipiell sind Algorithmen für photonische Sensoren auch auf nicht-photonische Systeme anwendbar, falls ähnliche Gesetzmäßigkeiten gültig sind. Gleichfalls kann für zahlreiche Sensoren, die eigentlich nur Daten bezüglich eines Raumpunktes liefern, also 0-dimensionale Sensoren sind, oft durch Mehrfachan-

<sup>1</sup> Nach Photon für die elementare Anregung (Quant) des quantisierten elektromagnetischen Feldes, abgeleitet vom griechischen Wort für Licht:  $\phi\omega\varsigma$ , (Transkription: ph-o-s) [1.11].

<sup>2</sup> Das Akronym steht für die engl. Bezeichnung: *Scanning Electron Microscope*.

<sup>3</sup> Das Akronym steht für die engl. Bezeichnung: *Transmission Electron Microscope*.

<sup>4</sup> Das Akronym steht für die engl. Bezeichnung: *Scanning Proton Microscope*.

<sup>5</sup> Das Akronym steht für die engl. Bezeichnung: *Scanning Ion Microscope*.

<sup>6</sup> Das Akronym steht für die engl. Bezeichnung: *Scanning Tunnel Microscope*.

<sup>7</sup> Das Akronym steht für die engl. Bezeichnung: *Atomic Force Microscope*.

ordnung oder Scan-Verfahren eine Erweiterung zu 1-, 2- oder gar 3-dimensionalen Sensorsystemen vorgenommen werden. In 1- und 2-dimensionalen Anwendungen bestehen die Messdatensätze aus sogenannten Pixeln<sup>1</sup>  $p(x)$  bzw.  $p(x, y)$ , wobei  $x$  und  $y$  diskrete laterale Koordinaten sind. In 3-dimensionalen Messdatensätzen wird oft der Begriff Voxel<sup>2</sup> für die diskreten Elemente  $p(x, y, z)$  benutzt, wobei  $z$  eine weitere diskrete Koordinate, z.B. die Höhe oder die Nummer eines 2-dimensionalen Bildes in einer Bildsequenz repräsentiert.

Für diese Arbeit wurden nur übliche photonische Sensoren auf Siliziumbasis (Si) benutzt. Diese 2-dimensionalen CCD<sup>3</sup>-Sensoren detektierten Lichtintensitäten im sichtbaren und ultravioletten Wellenlängenbereich des elektro-magnetischen Spektrums (siehe Tab. 1.1). Ein Scannen in Richtung der Fokusachse führte dann zur Erzeugung 3-dimensionaler Messdatensätze.

	Wellenlänge	Frequenz	Photonenenergie	Erzeugung	Sensoren	Anwendungen
<b>Gammastrahlung</b>	<10 pm	>30 EHz <sup>4</sup>	>120 keV	Radioaktivität, Annihilation, Anregung von Kernzuständen	Szintillation zu optischen Photonen	Sterilisation, medizin. Diagnostik, Astronomie
<b>Röntgenstrahlung</b>	10 pm – 1 nm	30 EHz – 300 PHz <sup>5</sup>	120 keV – 1 keV	Anregung innerer Elektronen, Synchrotron	Halbleiter, chemische Reaktion	medizin. Diagnostik, Materialanalyse, Sicherheitstechnik
<b>Ultraviolettstrahlung</b>	1 nm – 380 nm	300 PHz – 789 PHz	1 keV – 3,3 eV	thermisch, Excimer-Laser, Synchrotron	Halbleiter, chemische Reaktion	Lithographie, Desinfektion
<b>sichtbares Licht</b>	380 nm – 780 nm	789 PHz – 384 PHz	3,3 eV – 1,6 eV	thermisch, Elektronenanregung, Laser	Halbleiter, chemische Reaktion	Beleuchtung, Kommunikation
<b>Infrarotstrahlung</b>	780 nm – 30 µm	384 PHz – 10 THz	1,6 eV – 40 meV	thermisch, Anregung äußerer Elektronen, Laser	Bolometer, Halbleiter	Werkstofftechnik, Kommunikation, Astronomie
<b>Terahertzstrahlung</b>	30 µm – 3 mm	10 THz – 0,1 THz	40 meV – 0,4 meV	Synchrotron, Freie-Elektr.-Laser, Radioastronomie	Bolometer, Halbleiter	Spektroskopie, Sicherheitstechnik
<b>Mikrowellenstrahlung</b>	3 mm – 1 m	100 GHz – 300 MHz	0,4 meV – 1,2 µeV	Elektronenspin-, Kernspin-Resonanz, Molekülschwingungen, Klystron, kosm. Hintergrundstrahlung	Antennen	Radar, Kommunikation, Mikrowellengerät, Radioastronomie
<b>Radiowellen</b>	1 m – 10 km	300 MHz – 30 kHz	1,2 µeV – 120 peV	elektr. Schwingkreis, Antennen, Kernspinresonanz	elektr. Schwingkreis, Antennen	Kommunikation, MRT
<b>Niederfrequenz</b>	>10 km	<30 kHz	<120 peV	elektr. Schwingkreise, Antennen, Sferics <sup>6</sup>	elektr. Schwingkreis, Antennen	U-Boot Kommunikation

**Tab. 1.1** Elektromagnetisches Spektrum, vereinfachte Schnittmenge verschiedener Darstellungen ohne Überlappung der Bereiche [1.12]–[1.14].

Durch die Kühlung der Sensoren kann die thermische Anregung von Elektronen verhindert werden, wodurch eine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses erzielt werden kann, was besonders bei länger über die Zeit integrierenden Sensoren von Vorteil ist. Die Kamera für den visuellen Spektralbereich wurde passiv gekühlt. Die Messdaten, die von einem Ultraviolett-Mikroskopsystem zur Verfügung standen,

<sup>1</sup> Das Akronym steht für die engl. Bezeichnung *Picture elements*.

<sup>2</sup> Das Akronym steht für die engl. Wörter: *Volumetric* und *pixel*.

<sup>3</sup> Das Akronym steht für die engl. Bezeichnung: *Charge Coupled Device*; MOS-Schaltkreis mit Ladungstransport über steuerbare Kondensator-Schieberegister [1.15].

<sup>4</sup> Exa Hertz;  $10^{18}$  Hz.

<sup>5</sup> Peta Hertz;  $10^{15}$  Hz.

<sup>6</sup> Atmosphärische Impulsstrahlung, zumeist durch Blitze verursacht [1.16].

erzeugt ein aktiv gekühlter EM-CCD<sup>1</sup> Sensor. Diese Sensoren verfügen über eine zusätzliche Elektronen-Vervielfacherstufe vor dem Elektronen/Spannungs-Wandler, wodurch das Nutzsignal auch bei geringen Intensitäten über das Wandlerrauschen gehoben werden kann [1.17]. Wenn, wie bei den IMPACTRON<sup>TM</sup> CCD Image Sensoren von Texas Instruments [1.18], noch ein nicht mit Polysilizium abgedeckter Bereich existiert, sind derartige Sensoren auch ohne Abdünnung der Rückseite und ohne Phosphor-Lichtwandlungsschichten sogar noch für Anwendungen mit 193 nm Wellenlänge einsetzbar (Abb. 1.3).



**Abb. 1.3** EM-CCD Kamera der Firma ANDOR Technology; im Hintergrund Falschfarbenbild einer 280 nm *Lines & Spaces*-Struktur aufgenommen mit iXON Kamera an einem UV-Mikroskop; Quelle [6.2].

### 1.3 Kantendetektion in der Digitalen Bildverarbeitung

Die Kantendetektion ist ein umfangreicher Themenkomplex der digitalen Bildverarbeitung und soll hier nur soweit betrachtet werden, wie dies zum Verständnis der Arbeit notwendig ist. Kanten beschreiben hier zumeist Trennlinien zwischen Bereichen unterschiedlicher Helligkeiten, Farbwerte oder Texturen. Reale und abgebildete Kanten unterscheiden sich im Allgemeinen voneinander. Der Abbildungsprozess kann prinzipiell mittels einer Übertragungsfunktion beschrieben werden. Erfolgt die Abbildung, vermittelt durch optische Photonen, wird von einer *Optischen Übertragungsfunktion* gesprochen, auf die später eingegangen wird. Die Gesamtheit der Transformationsfunktionen kann letztlich durch eine Systemübertragungsfunktion zusammengefasst werden.

Die Digitale Bildverarbeitung analysiert im Allgemeinen zunächst die durch Abbildung entstandenen Messwerte. Ist der Einfluss der Systemübertragungsfunktion entsprechend der jeweiligen Aufgabenstellung nicht vernachlässigbar, kann eine Korrektur nach der abstrahierenden Bildanalyse erfolgen. Durch eine geeignete Korrektur der Messwerte kann ein besser die Realität widerspiegelndes Ergebnis erzielt werden. So ist beispielsweise in der Halbleiterindustrie die lichtmikroskopische Messung von Strukturbreiten durch elektronenmikroskopisch vermessene Eichnormale gut korrigierbar. Es ist aber auch möglich, dass im Vorfeld der Bildanalyse eine Bildbearbeitung erfolgt, bei der der Einfluss der Systemübertragungsfunktion auf das Ausgangsdatenmaterial berücksichtigt wird. Durch geeignete Transformationen<sup>2</sup> der Ausgangsdaten kann so die Bildanalyse mit Datensätzen starten, die die realen Verhältnisse besser widerspiegeln.

<sup>1</sup> EM steht für die engl. Bezeichnung: *Electron Multiplying*.

<sup>2</sup> Entfaltung, im engl. Sprachgebrauch: *deconvolution*.

### Kantendetektion in 1-dimensionalen Daten

Zahlreiche Aufgabenstellungen der messenden Bildverarbeitung führen auch bei mehrdimensionalen Messdatenfeldern, die eigentliche Generierung von geometrischen Abständen wie Längen, Breiten, Höhen, Durchmesser, Radien u. a. auf die Messung in 1-dimensionalen Vektoren zurück (Abb. 1.4). Sind mehrere Dimensionen orthogonal zur Messrichtung verfügbar, kann zur Erhöhung der Messsicherheit und Rauschunterdrückung eine Mittelung erfolgen. In Analogie zur taktilen<sup>1</sup> Messtechnik wird in der Bildverarbeitung auch von der Kantenortbestimmung als Antastung gesprochen und entsprechende Begriffe wie Antaststrahl, Antastrichtung, Antastbreite, Antastunsicherheit oder Antastalgorithmus eingeführt. Zum Erkennen von Kanten und der Bestimmung der Lage von Kanten existieren verschiedene mathematische Algorithmen mit unterschiedlichen Eigenschaften bezüglich Rechenaufwand, Störanfälligkeit und Genauigkeit [1.19]–[1.21]. Einfache Algorithmen arbeiten mit festen oder dynamischen Schwellwerten<sup>2</sup>. Diese Verfahren benötigen geringe Rechenressourcen und sind daher sehr schnell, aber auch störanfällig und ungenau. Besonders in der medizinischen Bildverarbeitung besitzt die Schwellwert-basierte Objekterkennung in Verbindung mit Klassifikatoren durchaus Einsatzgebiete. Differenzielle Algorithmen in Verbindung mit Extremwert- oder Null-Durchgangssuche sind zwar stabiler bezüglich Schwankungen der Beleuchtungsintensität aber störanfällig bezüglich hochfrequenter Rauschanteile (Abb. 1.5–1.7). In Kombination mit Mittelungen (Abb. 1.8), Approximationsverfahren oder statistischer Methoden (*Maximum-Likelihood*, *Gaußsche Methode* der kleinsten Fehlerquadrate) kann eine Verringerung des Rauscheinflusses erzielt werden. Integrale Methoden, wie die Bestimmung einer fotometrischen Mitte oder Korrelations-Betrachtungen zeichnen sich durch größere Toleranz bezüglich von Rauschsignalen aus. Entsprechend der realen Sensorgeometrie und der daraus folgenden diskreten Messwerte werden Differentiation durch Differenzenquotienten und Integrale durch endliche Summation angenähert. Statistische Korrelationsverfahren – und nur solche sollen hier besprochen werden – basieren auf der Bestimmung des virtuellen Abstandes zwischen einer Teststruktur und der interessierenden Kante in der Intensitätsverteilung  $I$ . Eine virtuelle Verschiebung der Teststruktur  $T_l$  liefert lageabhängige Korrelationsparameter  $K_x$ , (Gl. 1.2) die eine robuste Definition der Kantenlage gestatten (Abb. 1.9). Teststruktur kann eine einfache Sprungfunktion nach der Gl. (1.3) sein.

$$K_x = \sum_{l=0}^{TW} \left( I_{x+l-\frac{TW}{2}} - T_l \right)^2 \quad (1.2)$$

$$\text{mit } T_l = \begin{cases} 0 & l < \frac{1}{2}TW \\ 1 & l \geq \frac{1}{2}TW \end{cases} \quad \text{und } TW \text{ als Weite der Testverteilung.} \quad (1.3)$$

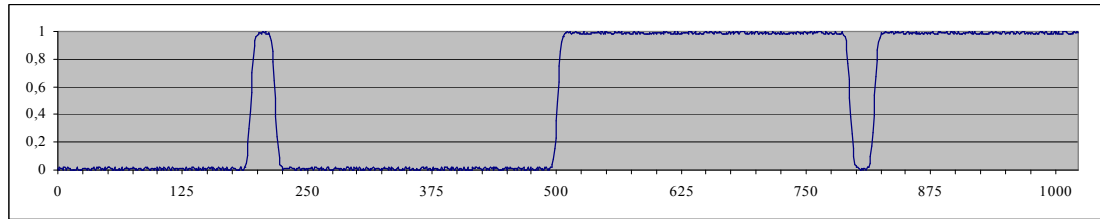
Für kleine  $K_x$  besteht hier eine gute Übereinstimmung zur Testfunktion.

<sup>1</sup> Abgeleitet vom lateinischen Wort für Berührung: *tactus* [1.22].

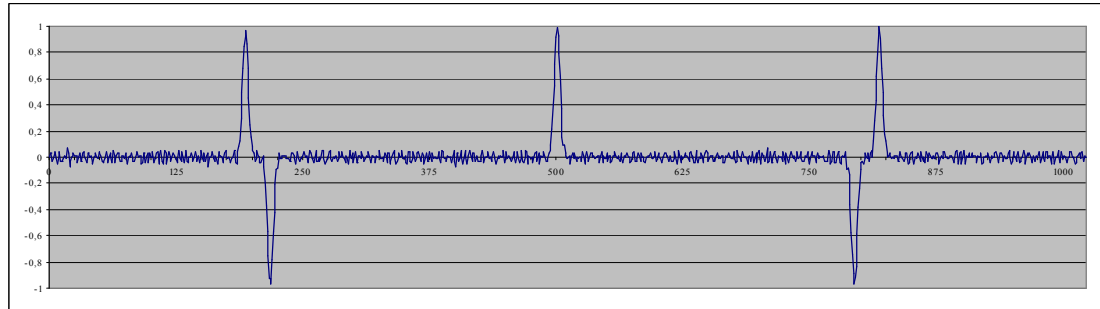
<sup>2</sup> Im engl. Sprachgebrauch: *threshold*.



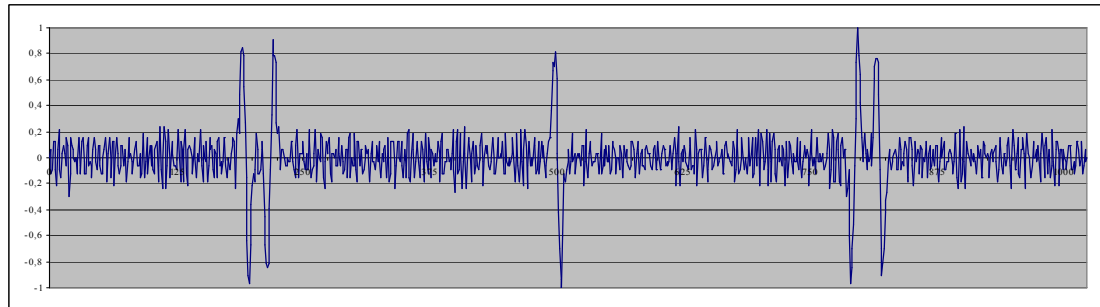
**Abb. 1.4** Grauwertbildausschnitt mit Intensitätssprüngen und Messvektor, simulierte Daten mit 0,0–1,0 und 1,0–0,0 Sprüngen geglättet mit Gauss-Filter, überlagert mit einem Rauschsignal von  $\pm 1\%$ .



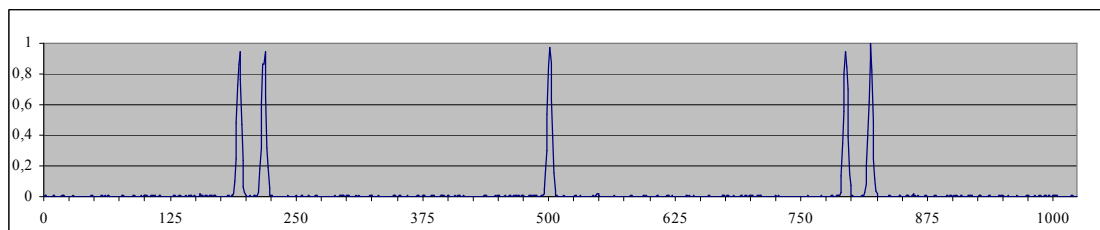
**Abb. 1.5** Normierte Intensität  $I_x$  in Abhängigkeit von der Pixel-Position in der X-Richtung.



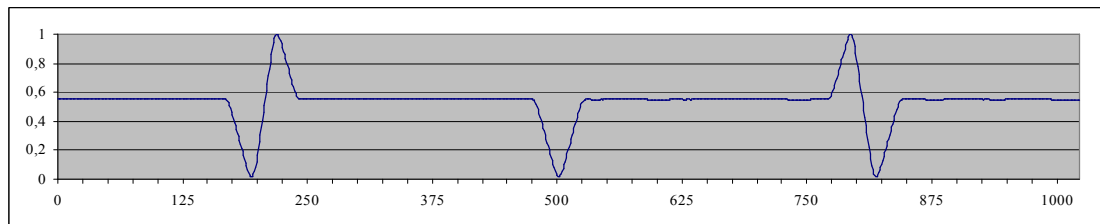
**Abb. 1.6** Normierte 1. Ableitung  $GI_x$  in Abhängigkeit von der Pixel-Position in der X-Richtung, berechnet als Summe der lokalen Differenzen der Intensitäten  $(I_x - I_{x-1}) + (I_{x+1} - I_x)$ .



**Abb. 1.7** Normierte 2. Ableitung  $G2_x$  in Abhängigkeit von der Pixel-Position in der X-Richtung, berechnet als Summe der lokalen Differenzen der 1. Ableitungen  $(GI_x - GI_{x-1}) + (GI_{x+1} - GI_x)$ .



**Abb. 1.8** Normiertes Quadrat der 1. Ableitung  $QGI_x$  in Abhängigkeit von der Pixel-Position in der X-Richtung, berechnet als Summe der lokalen Differenzen der Intensitäten  $(I_x - I_{x-1})^2 + (I_{x+1} - I_x)^2$ .



**Abb. 1.9** Normierte Korrelation  $K_x$  in Abhängigkeit von der Pixel-Position, berechnet als Summe der quadrierten Differenzen zwischen der Intensität  $I_x$  und einer Referenzfunktion  $T_x$ , entsprechend der Gl. (1.2) für eine Weite der Testfunktion von 44 Pixeln.

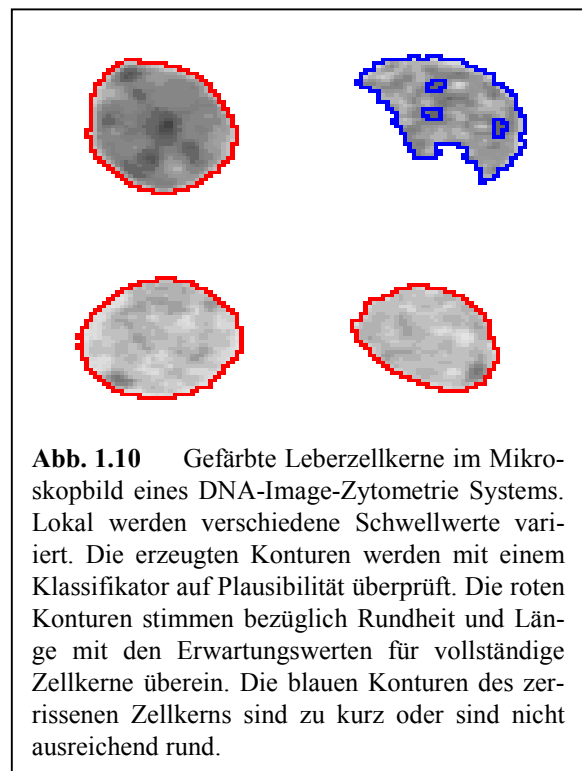


Zunehmende Rechnerleistung gestattet aber auch die Einführung und Variation von komplexeren Testfunktionen wie Fermi-Funktion (Abb. 1.2), hyperbolischen Tangens oder Ableitungen der Gaussverteilungsfunktion [1.23]. Bei geeigneter Anpassung der Testfunktion kann mit Korrelationsverfahren wegen der Stützung der Kantenortbestimmung durch zahlreiche beteiligte Messwerte eine robuste Kantenortbestimmung erzielt werden, die unempfindlich gegenüber Sensorrausch ist und zugleich eine hohe Auflösung durch Interpolation gestattet.

#### *Kantendetektion in 2-dimensionalen Daten*

Neben der bereits beschriebenen Rückführung auf das 1-dimensionale Problem, verbunden mit einer vorgeschalteten Datenmittelung orthogonal zum Antaststrahl, kann das Ziel der Kantenortbestimmung aber auch die Detektion einer Kantenkurve oder Konturlinien sein. Die Konturdetektion ist ein gebräuchliches Verfahren zur Segmentierung als Grundlage einer Objekterkennung. Ziel der im Folgenden beschriebenen Verfahren ist die Transformation 2-dimensionaler Bilddaten wieder in ein 2-dimensionales Bild, dem so genannten „Kantenbild“ [1.24].

Bei idealen Bildern mit einem homogenen Hintergrund und starkem Kontrast zwischen Hintergrund und Objekt ist die Anwendung eines konstanten Schwellwertes möglich. Praktisch sind diese idealen Verhältnisse selten gegeben und die Anwendung eines globalen, konstanten Schwellwertes führt nur zu bedingt brauchbaren Ergebnissen. Durch eine geeignete homogenisierende Vorverarbeitung oder die mehrfache Anwendung von lokalen Schwellwerten ist der Einsatzbereich erweiterbar. Insbesondere die Variation eines lokalen Schwellwertes in Verbindung einer Klassifikation der jeweils entstehenden Konturmerkmale kann bei Bilddaten mit biologischem oder medizinischem Hintergrund zu sinnvollen Objekterkennungen führen (Abb. 1.10).



**Abb. 1.10** Gefärbte Leberzellkerne im Mikroskopbild eines DNA-Image-Zytometrie Systems. Lokal werden verschiedene Schwellwerte variiert. Die erzeugten Konturen werden mit einem Klassifikator auf Plausibilität überprüft. Die roten Konturen stimmen bezüglich Rundheit und Länge mit den Erwartungswerten für vollständige Zellkerne überein. Die blauen Konturen des zerrissenen Zellkerns sind zu kurz oder sind nicht ausreichend rund.

Klassische Kantenoperatoren wie *Roberts*<sup>1</sup>-, *Laplace*<sup>2</sup>-, *Sobel*<sup>3</sup>- oder gerichtete Kantenoperatoren erzeugen in einem ersten Bildbearbeitungsschritt aus dem Originalbild ein neues, gefiltertes Bild mit hervorgehobenen Kanten. In einem zweiten Schritt erfolgt dann, z.B. mittels einer Schwellwert-Operation, die Determination der Kanten. Es exis-

<sup>1</sup> Eigentlich *Roberts' Cross* wegen der Kreuzform der Filtermatrix; von Lawrence Gilmor Roberts 1963 in seiner Dissertation am Massachusetts Institut of Technology vorgeschlagen [1.25].

<sup>2</sup> Bezug auf eine Näherung des nach Pierre-Simon Laplace (1749–1827) benannten Differentialoperators.

<sup>3</sup> Von Irwin Sobel und Jerry Feldman: "A 3x3 Isotropic Gradient Operator for Image Processing", 1968 nur mündlich in Stanford vorgestellt, dann aber im Weiteren oft zitiert [1.26].

tieren zahlreiche weitere klassische Kantenoperatoren, die zumeist Modifikationen von Gradientenoperatoren bezüglich der betrachteten Nachbarschaft oder dem Umgang mit negativen Ergebnissen darstellen. Auch eine Erhöhung der Komplexität bezüglich der Grundrichtungen, wie beim sogenannten *Kirch*-Operator mit 8 Faltungskernen für 8 Richtungen ist möglich. Aufwändiger sind Kantendetektionen, die durch eine Verknüpfung von morphologischen Operationen entstandener Bilder, wie die Subtraktion des Originalbildes mit durch Erosion<sup>1</sup> und Dilatation<sup>2</sup> erzeugter Bilder [1.27]. Zusätzliche Glättungs- und Minimum-Operatoren können das Kantenbild noch verbessern und eine Rauschunterdrückung realisieren (*Laplacian-of-Gaussian-Filter*<sup>3</sup> [1.28]). Häufig erzeugen obige Operatoren keine geschlossene Kantenkurven und führen somit bei der Objekterkennung zu zu wenigen oder zu zerteilten Objekten. Iterative Algorithmen wie der Wasserscheide-Algorithmus<sup>4</sup> können sich bei geringen Kontrasten als robuster erweisen.

### *Kantendetektion in 3-dimensionalen Daten*

Die Dissertation von *Roberts* aus dem Jahre 1963, in der unter anderem erstmalig der später nach ihm benannte Kantenfilter vorgestellt wurde, ist wahrscheinlich auch die erste klassische Arbeit zur 3-dimensionalen Objekterkennung in der Bildverarbeitung [1.29], d. h., die 2- und 3-dimensionale Bildverarbeitung begannen nahezu gleichzeitig. Die ersten Arbeiten beschränken sich aber auf das Erkennen von Objekten, die durch Ebenen begrenzt werden. Die Kantendetektion wurde als Mittel zur Bestimmung der Objektkanten im Sinne von Schnittgeraden der Oberflächenebenen verstanden, wie dies im Zusammenhang Kanten in der Stereologie bereits besprochen wurde (Abb. 1.1).

Die konsequente Erweiterung in die dritte Dimension führt allerdings zum Übergang von Kantenkurven mit zusammenhängenden, benachbarten Kantenpunkten, die zwei Dimensionen besitzen, zu Kanten- oder – gebräuchlicher bezeichnet – Oberflächen mit zusammenhängenden, benachbarten Kantenpunkten die drei Dimensionen besitzen. Geschlossene Kantenflächen bilden dann die Oberfläche der 3-dimensionalen, segmentierten Objekte. Speziell für nichttransparente 3-dimensionale Objekte haben sich besondere Aufnahmeverfahren etabliert wie Interferometrie, Flugzeitmessung und Triangulation. Zu den interferometrischen Verfahren lässt sich auch die digitale Holographie zählen, bei der sich auch Anwendungen mit lichtmikroskopischer Basis etablieren konnten [1.30]. Zur Triangulation können unterschiedliche Verfahren gezählt werden wie passive, aktive, Lichtstrahl-, Lichtschnitt-basierte oder Verfahren mit strukturierter Beleuchtung [1.31]. Insbesondere aber bildgebende Verfahren der modernen Medizin, wie auch der Einsatz von konfokalen Mikroskopen an biologischen Objekten [1.32], mit ihren Schnitttechniken (Abb. 1.11), führten zu intensiven Arbeiten auf dem Gebiet der 3D-Bildverarbeitung. Neben der Verfeinerung der messenden Verfahren – wie in der vorliegenden Arbeit – wird auch an der Perfektion der visuellen Darstellung, insbesondere der fotorealistischen Darstellung gekrümmter Objekte mit Schatten und Mehrfachreflexionen gearbeitet [1.33].

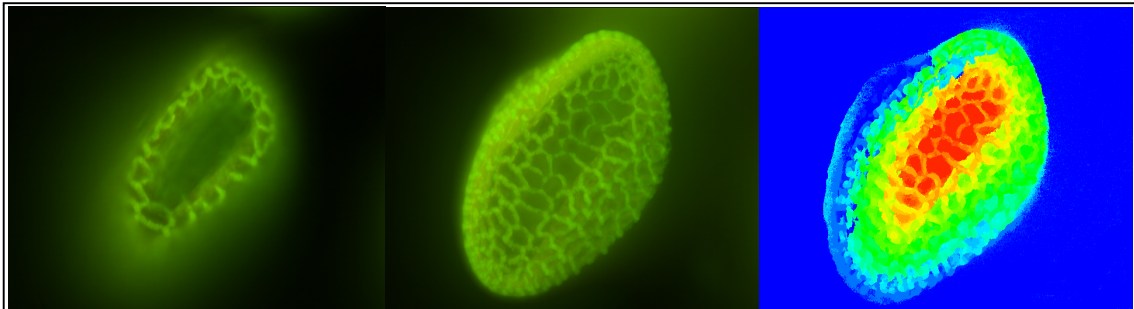
<sup>1</sup> Morphologischer Operator abgeleitet vom lat. Begriff *erodo* für Abtragen [1.34].

<sup>2</sup> Morphologischer Operator abgeleitet vom lat. Begriff *dilato* für Ausdehnen [1.35].

<sup>3</sup> Kurz: *LoG*-Filter oder auch *Marr-Hildreth*- oder *Mexican-Hat*- Operator genannt.

<sup>4</sup> Im engl. Sprachgebrauch: *Watershed algorithm* [1.36].





**Abb. 1.11** Optische Schnitttechnik (Optical Sectioning) mit Lichtmikroskop; Lilien Pollen in Eigenfluoreszenz; Objektiv: 100x/1,4 Öl; Links: einzelnes Bild aus einer Serie von Bildern aus verschiedenen Fokuspositionen; Mitte: Computer-generiertes Bild mit einer Erweiterten Schärfentiefe, erzeugt aus 26 Einzelbildern [0..25] von verschiedenen Fokuspositionen; Schrittweite 1  $\mu\text{m}$ ; jeweils lokal Bereich mit höchstem Fokuskriterium benutzt; Rechts: Höheninformation als Falschfarbenbild, erzeugt aus den Fokuspositionen; Blau: Position 0 befindet sich unten; Rot: Position 25 befindet sich oben.

### *Kantendetektion in N-dimensionalen Daten*

Durch eine zeitliche Abfolge von 3-dimensionalen Daten können 4-dimensionale Daten erzeugt werden. Dies ist z.B. in der konfokalen Mikroskopie ein übliches Verfahren zur Erfassung von Zellwachstumsprozessen [1.37]. Zusätzliche Betrachtungen bezüglich der Wellenlänge<sup>1</sup> oder anderer Parameter hat insbesondere in der Fluoreszenzmikroskopie sogar zur Propagierung einer 7-dimensionalen Mikroskopie geführt, wobei je nach Anwendungsgebiet Anregungs- und Emissionswellenlänge, Probenposition, Emissionsdauer oder Oberwellen höherer Ordnung als zusätzliche Dimensionen betrachtet werden [1.38]. In technischen Bereichen stellt besonders die zeitaufgelöste Analyse von Verformung oder Schwingungen von 3-dimensionalen Körpern eine apparative Herausforderung dar. Besonders kleinste, lithographisch strukturierte Bauelemente wie MEMS<sup>2</sup> oder MOEMS<sup>3</sup> stellen höhere Anforderungen an seine schnelle zeitliche Erfassung der 3-dimensionalen Strukturen unter mikroskopischen Bedingungen.

## **1.4 Problematische optische Kantendetektionen**

Entsprechend der Vielfalt der Erfassungsmethoden und der Unterschiedlichkeit der zu untersuchenden Objekte ergibt sich eine breite Palette unterschiedlichster möglicher Probleme bezüglich der Erkennung von Kanten. Im Weiteren wird hier nur auf Probleme eingegangen, bezüglich derer das vorgeschlagene Verfahren Verbesserungen erwarten lässt.

### *Bestimmung der Fokusebene*

Besonders für lithographisch erzeugte Bauelemente spielt die exakte Bestimmung der Fokusebene während der Produktion und Testung eine zentrale Rolle [1.39]. Zum einen führt die Verkleinerung von strukturierten Bauelementen durch den Einsatz immer kürzerer Wellenlängen und hoher numerischer Aperturen<sup>4</sup> zu immer kleineren Bereichen

<sup>1</sup> Insbesondere die Farbbildverarbeitung führt hier auch zur vektoriellen Betrachtungen [1.40].

<sup>2</sup> MEMS steht für die engl. Bezeichnung: *Micro-Electro-Mechanical Systems*.

<sup>3</sup> MOEMS steht für die engl. Bezeichnung: *Micro-Opto-Electromechanical Systems*.

<sup>4</sup> Produkt aus Brechungsindex und dem Sinus des halben Öffnungswinkel des Objektivs (siehe Gl. 2.15).

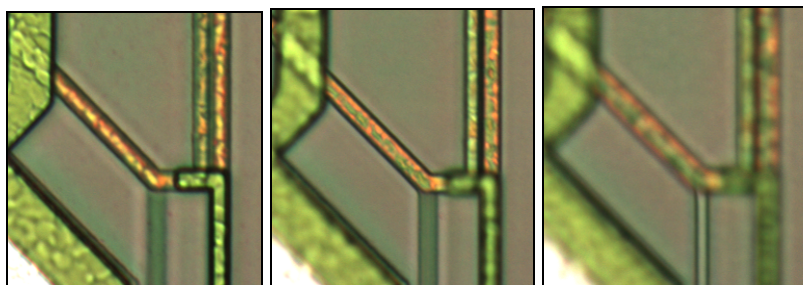
einer tolerablen Schärfentiefe. Zum anderen kann auch die Ausdehnung der Bauelemente in der Z-Richtung zunehmen, dies trifft besonders für MEMS und MOEMS zu. Es kann daher problematisch werden, überhaupt von einer best-fokussierten Ebene sprechen zu können, wenn nämlich die Ausdehnung des Bauelementes in der z-Richtung größer als die Schärfentiefe des abbildenden Systems wird. Die Abb. 1.12a–c zeigen, wie problematisch es sein kann, ein mikroskopisches Objekt mit nur einer Fokusebene beschreiben zu wollen. Wünschenswert sind also Verfahren, in denen die Bestimmung einer best-fokussierten Ebene keine entscheidende Rolle spielt.

#### *Bestimmung von Strukturen in der Halbleiterindustrie*

Die Prozesskontrolle während der Herstellung von lithographischen Bauelementen stellt einen entscheidenden Faktor bei der Erzielung stabiler, hoher Ausbeuten und somit für die Herstellungskosten dar. Insbesondere ist die Messung von bestimmten Strukturbreiten wie CDs<sup>1</sup> mit extrem hohen Werten bezüglich der Reproduzierbarkeit der Längenmessung erforderlich. Die geforderten Messunsicherheiten liegen weit unter der jeweiligen optischen Auflösungsgrenze und sind nur durch statistische Mittelung zahlreicher Antaststrahlen erzielbar. So erreichen CD-Messmaschinen nach Herstellerangaben für gerade Linienstrukturen eine 3-Sigma-Messunsicherheit von weniger als 2 nm [1.41]. Problematisch sind gekrümmte Strukturen und Krümmungsradien, da hier die üblichen Mittelungen nicht möglich sind. Wünschenswert sind also Verfahren, die möglichst viele Messpunkte wieder mit in den Messprozess einbringen können, um die Reproduzierbarkeit erhöhen zu können und die möglicherweise über klassische Ausgleichsrechnungen [1.19] hinausgehen. Ein derartiges Verfahren, das insbesondere auch extrafokale Bildebenen einbeziehen kann, wird in dieser Arbeit zur Diskussion gestellt.

#### *Problematische Kantendetektion im Makro-Bereich*

Dem Wunsch nach größeren Messfeldern bei gleich bleibender Messgenauigkeit kann im Allgemeinen durch ein Stitching<sup>2</sup>-Verfahren nachgekommen werden. Die Technik ist für 2-dimensionale Bilddaten weit verbreitet und für 3-dimensionale Bilddaten adaptierbar. Möglich sollte es hier sein, Kosten für hochwertige mechanische Führungen zu sparen und entstehende Fehler rechentechnisch in den Daten zu bestimmen und somit kompensieren zu können.



**Abb. 1.12a**  $z=0,0\mu\text{m}$  **Abb. 1.12b**  $z=+0,5\mu\text{m}$  **Abb. 1.12c**  $z=+1,0\mu\text{m}$

**Abb. 1.12a–c** Bilder eines Teils eines Halbleiterchips in verschiedenen Z-Positionen; wird eine globale Best-Fokus-Position ( $z=0,0\mu\text{m}$ ) im Gesamtbild bestimmt, so können doch einzelne Strukturen unscharf abgebildet werden. Mikroskopobjektiv: Zeiss 50x/0,75;

<sup>1</sup> CD steht für die engl. Bezeichnung: *Critical Dimension*.

<sup>2</sup> Abgeleitet vom engl. Verb *to stitch* für das Nähen, Zusammenheften.

## 1.5 Literaturverzeichnis

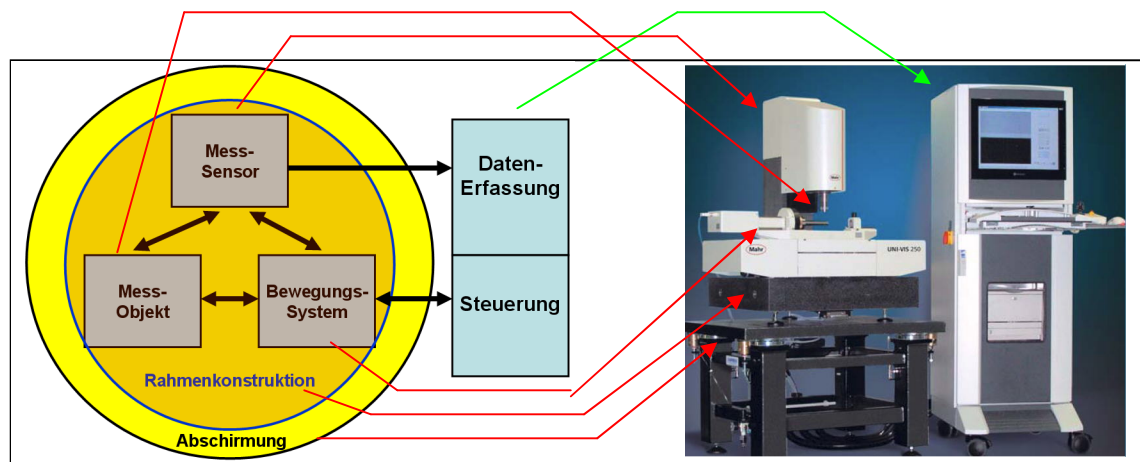
- [1.1] Grimm, J.; Grimm, W.: *Deutsches Wörterbuch von Jacob Grimm und Wilhelm Grimm*. 16 Bde. [in 32 Teilbänden]; 1854–1960, Quellenverz. 1971; Bd. 11; Spalten 173–181; Leipzig; S. Hirzel; digital unter: <http://germazope.uni-trier.de/Projects/WBB/woerterbuecher/>; (Zugriff am 10.01.2007).
- [1.2] Geller, W.; et al.: *Lexikon der Mathematik*. 3. Auflage; S. 264; (1981); VEB Bibliographisches Institut; Leipzig.
- [1.3] Bronstein, I.N.; Semendjajew: *Taschenbuch der Mathematik*. Gemeinschaftsausgabe; S. 247–248; (1981); Verlag Nauka, Moskau; BSB B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig.
- [1.4] Weißmantel, Ch.; Hamann C.: *Grundlagen der Festkörperphysik*. Hochschulbücher für Physik, Band 42; 2. unveränderte Auflage; S. 369–399; (1981); VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin.
- [1.5] Weißmantel, Ch.; Hamann C.; S. 703; (1981).
- [1.6] Haferkorn, H.: *Optik Physikalisch-technische Grundlagen und Anwendungen*. 4. bearbeitete und erweiterte Auflage; S. 407; (2003); WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim.
- [1.7] Haferkorn, H.; S. 774; (2003).
- [1.8] Siemens: *MR Glossar*. Best.Nr. A911100-M2200-M703-1; S. 46; (2001); Siemens AG, Medical Solutions, GG; Magnet-Resonanz digital: [http://www.radiologie-bringen.de/leistungsangebot/MR\\_GLOSSAR.pdf](http://www.radiologie-bringen.de/leistungsangebot/MR_GLOSSAR.pdf); (Zugriff am 24.01.2007).
- [1.9] Lenk, R.; et. al: *Brockhaus abc Physik Band 1 / A-Ma*. 2. verbesserte Auflage; S. 287–288; (1989); VEB F.A. Brockhaus Verlag, Leipzig.
- [1.10] Krause, M.: *Messung thermophysikalischer Parameter unterkühlter Kupfer-Zirkonium-Schmelzen*. Dissertation; S.74–75; (2002); Univ. Bremen; digital unter: <http://deposit.ddb.de/cgi-bin/dokserv?idn=965565890>; (Zugriff am 24.01.2007).
- [1.11] Menge, H.: *Langenscheidts Grosswörterbuch: Griechisch–Deutsch*. 27. Auflage; S. 740; (1991); Langenscheidt KG; Berlin und München.
- [1.12] Grimsehl, E.: *Lehrbuch der Physik*. Band 2: Elektrizitätslehre; 19. Auflage; völlig neu bearbeitet von Gradewald, R.; S. 292; (1980); BSB B.G. Teubner Verlagsgesellschaft; Leipzig.
- [1.13] Lenk, R.: *Brockhaus abc, Physik*. Band 2 / Ma–Z; 2. verbesserte Auflage; S. 906; (1989); VEB F.A. Brockhaus Verlag, Leipzig.
- [1.14] Wikipedia: *Elektromagnetisches Spektrum*. digital unter: [http://de.wikipedia.org/wiki/Elektromagnetisches\\_Spektrum](http://de.wikipedia.org/wiki/Elektromagnetisches_Spektrum) (Zugriff am 07.02.2007).
- [1.15] Conrad, W.: *Meyers Taschenlexikon Elektronik / Funktechnik*. 3. völlig neubearbeitete Auflage; S. 214; (1978); VEB Bibliographisches Institut Leipzig.
- [1.16] Baumer, H.: *Sferics: Die Entdeckung der Wetterstrahlung*. 1. Auflage; S. 77–82; (1987); Rowohlt Verlag, Reinbek bei Hamburg.
- [1.17] Jerram, P.A.; et al.: *Electron Multiplying CCDs*. SNIC Symposium, (2006); Stanford; digital unter: [www.slac.stanford.edu/econf/C0604032/papers/0019.PDF](http://www.slac.stanford.edu/econf/C0604032/papers/0019.PDF); (Zugriff am 30.01.2007).
- [1.18] Texas Instruments: *TC285SPD-31 Data Sheet 1004x1002 PIXEL IMPACTRON™ CCD IMAGE SENSOR*. S.11; digital unter: [http://www.tij.co.jp/jsc/docs/disp/eng/impact/pdf/TX285SPD-31\\_DS.pdf](http://www.tij.co.jp/jsc/docs/disp/eng/impact/pdf/TX285SPD-31_DS.pdf); (Zugriff am 02.02.2007).
- [1.19] Kühn, O.: *Ein Beitrag zur hochauflösenden Zweidimensionalen Geometriemessung mit CCD-Zeilensensoren*. Technische Universität Ilmenau, Dissertation (1997).
- [1.20] Nehse, U.: *Beleuchtungs- und Fokusregelungen für die objektive optische Präzisionsantastung in der Koordinatenmesstechnik*. Edition Wissenschaft, Reihe Maschinenbau; Band 12; S. 24–26; (2002); Tectum Verlag Marburg.
- [1.21] Christoph, R.: *Optoelektronische Bildauswertung zur Objektvermessung*. Bild und Ton 43/5; S. 133–142; (1990).
- [1.22] Menge, H.: *Langenscheidts Taschenwörterbuch Latein*. Neuauflage 1999 in der neuen deutschen Rechtschreibung; S. 513 (1999); Langenscheidt KG; Berlin und München.

- [1.23] Töpfer, S.: *Model based Edge Detection in Height Map Images with Nanometer Resolution*. Proc. of SPIE; Vol. 5578; S. 476–485; (2004).
- [1.24] Klette, R.; Zamperoni P.: *Handbuch der Operatoren für die Bildverarbeitung*. Bildtransformationen für die digitale Bildverarbeitung; S. 178–192; (1992); Verlag Vieweg; Braunschweig / Wiesbaden.
- [1.25] Roberts, L. G.: *Machine Perception of three-dimensional Solids*. Dissertation vorgelegt zur Erlangung eines Doktorgrades der Philosophie am Massachusetts Institute of Technology. Dept. of Electrical Engineering; S. 26; (1963).
- [1.26] Wikipedia; <http://en.wikipedia.org/wiki/Sobel>; (Zugriff am 07.06. 2007).
- [1.27] Haralick, R.M.; et al.: *Image analysis using mathematical morphology*. IEEE Trans. ; Vol. PAMI-9, July; S. 532–550; (1987).
- [1.28] Klette, R.; Zamperoni P.; S. 186–192; (1992).
- [1.29] Dickinson, S.: Homepage Univ. Toronto, Department of Computer Science; <http://www.cs.toronto.edu/~sven/2523/outline>; (Zugriff am 07.06. 2007).
- [1.30] Montfort, F; et al.: *Process engineering and failure analysis of MEMS and MOEMS by Holography Microscopy (DHM)*. SPIE Proceeding Photonics West 2007, San Jose; [http://www.lynceotec.com/downloads/ConfProc/SPIE\\_PW07\\_MEMS\\_Proceeding.pdf](http://www.lynceotec.com/downloads/ConfProc/SPIE_PW07_MEMS_Proceeding.pdf); (Zugriff am 28.06. 2007).
- [1.31] Wiora, G.: *Optische 3D-Messtechnik: Präzise Gestaltvermessung mit einem erweiterten Streifenprojektionsverfahren*. Dissertation; S. 3–10; (2001); Univ. Heidelberg; digital unter: [http://deposit.ddb.de/cgi-bin/dokserv?idn=963165518&dok\\_var=d1&dok\\_ext=pdf&filename=963165518.pdf](http://deposit.ddb.de/cgi-bin/dokserv?idn=963165518&dok_var=d1&dok_ext=pdf&filename=963165518.pdf); (Zugriff am 26.06.2007).
- [1.32] Kriete, A.; et al.: *Visualization in Biomedical Microscopies*. 3-D Imaging and Computer Applications; S. 342–349; (1992); VCHVerlagsgesellschaft ; Weinheim.
- [1.33] Schäfer, S.: *Efficient Object-Based Hierarchical Radiosity Methods*. Dissertation; S.48–70; (2000); Techn. Univ. Braunschweig; digital unter: [http://www.cgv.tugraz.at/PubArc/diss/schaefer2000\\_diss.pdf](http://www.cgv.tugraz.at/PubArc/diss/schaefer2000_diss.pdf); (Zugriff am 26.06.2007).
- [1.34] Menge, H.; S. 194; (1999).
- [1.35] Menge, H.; S. 170; (1999).
- [1.36] Bleau, A.; et al.: R.M.; et al.: *A New Set of Fast Algorithms for Mathematical Morphology. II. Identification of Topographic Features on Grayscale Images*. CVGIP - Image Understanding; Vol 56, Nr. 2; S. 210–229; (1992).
- [1.37] Kriete, A.; et al.: S. 350–360; (1992).
- [1.38] Diaspro, A.: Homepage Univ. Genua, Department of Physics; <http://www.lambs.it/index.php?page=Research>; (Zugriff am 28.06. 2007).
- [1.39] SEMI: *Specification for Measuring Depth of Focus and Best Focus*. Standard der Organisation Semiconductor Equipment and Materials International; Dokument: SEMI P25–94 (2004).
- [1.40] Franke, K.-H.: *Grundlagen der Farbbildverarbeitung*. Skript zur Vorlesung vom 23.10.2006; Kapitel: Kantendetektion in Farbbildern; Folien 1–21; Techn. Universität Ilmenau; (2006).
- [1.41] Whittey, J; Steinberg, W.: *Measurement results on after etch resist coated features on the new Leica Microsystems' LWM270 DUV critical dimension metrology system*. Proceedings of the SPIE, Volume 5504; S. 19–25; (2004); digital unter: [http://www.vistec-semi.com/pdfs.nsf/\(ALLIDS\)/2AFBC0961F1D7E1AC1256E280051706B/\\$FILE/EMC2004.pdf](http://www.vistec-semi.com/pdfs.nsf/(ALLIDS)/2AFBC0961F1D7E1AC1256E280051706B/$FILE/EMC2004.pdf); (Zugriff am 28.06. 2007).

## 2 DIE OPTISCHEN MESSMASCHINEN

Anhand des allgemeinen Aufbaus von optischen Messmaschinen soll hier kurz auf für das Verständnis dieser Arbeit grundlegende theoretische Aspekte eingegangen werden. Gleichfalls werden Modifikationen, praktische Probleme und Grenzen der Messgenauigkeit bezüglich der verwendeten Messtechnik diskutiert.

Der allgemeine Aufbau von optischen Messmaschinen zur Bestimmung geometrischer Parameter ist, unabhängig vom Messbereich des Systems, prinzipiell gleich (Abb. 2.1). Eine zumeist sehr massive Rahmenkonstruktion trägt das Messobjekt und den Messsensor. Ein Bewegungssystem sorgt für eine relative Bewegung zwischen Sensor und Objekt, wobei zumeist die kleinere Masse bewegt wird. Bei höheren Genauigkeiten erfolgt durch eine Abschirmung die Dämpfung von Umgebungseinflüssen auf die Rahmenkonstruktion und deren Aufbauten. Ein Rechnerkomplex übernimmt die Steuerung des Bewegungssystems, die Erfassung der Sensordaten, gegebenenfalls auch die Steuerung zusätzlicher Baugruppen und realisiert die Benutzerschnittstelle oder die Verbindung zu einem zentralen Leitsystem. Optische Messmaschinen zeichnen sich durch ihren photonischen Sensorkomplex aus. Dieser Komplex ist in drei Untergruppen aufteilbar. Die optischen Photonen werden in einer Strahlungsquelle erzeugt, ein optisches Abbildungssystem überträgt das Licht, das letztlich im eigentlichen Sensorbauelement detektiert wird.



**Abb. 2.1** Prinzipdarstellung einer Messmaschine im Vergleich zur modularen, optischen Koordinatenmessmaschine *UNI-VIS 250* der Firma Mahr.

### 2.1 Die optische Strahlungsquelle

Da die optische Strahlung der Informationsträger für den Gegenstand dieser Arbeit ist, sei hier zuerst kurz allgemein auf die in dieser Arbeit benutzten optischen Strahlungsquellen und Eigenschaften des Lichts – insbesondere der Intensität und der Kohärenz – eingegangen.

### Lichteigenschaften

Die Beschreibung der Lichtquellen ist eng mit der Charakterisierung des Lichts und somit des Photons als physikalische Erscheinung verbunden. Für die physikalische Beschreibung des Lichts mit seinen Eigenschaften wurden über die Jahrhunderte unterschiedliche Modelle entwickelt. Grundlegende Parameter zur Charakterisierung von Licht sind Wellenlänge, Intensität, Kohärenz, Polarisierung und Verschränktheit. Das interessante quantenphysikalische Phänomen der Verschränktheit von Photonen beschränkt sich im Moment auf Anwendungen in der Kryptographie<sup>1</sup> [2.1]–[2.3], spielte für diese Arbeit keine Rolle und soll daher auch nicht weiter betrachtet werden. Auch die Polarisierung von Licht wurde in dieser Arbeit nicht bewusst ausgenutzt und soll daher nicht weiter betrachtet werden.

Auf die Wellenlänge, die umgangssprachlich in Zusammenhang mit der Farbe des Lichts steht, sei hier nur kurz eingegangen, da dies ein Thema aller Standardwerke zur *Maxwellschen* Theorie des Elektromagnetismus ist, wodurch die Wellenoptik ein Bestandteil der Elektrodynamik wird [2.4]. Die sich aus den *Maxwellschen* Gleichungen ergebende partielle Differenzialgleichung zur Bestimmung der elektrischen Feldstärke in homogenen, isotropen Nichtleitern – die sogenannte allgemeine Wellengleichung – lautet:

$$0 = \Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad \text{mit} \quad (2.1)$$

$\vec{E}$  als Vektor der elektrischen Feldstärke,

$$\Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad \text{als Laplace Operator und}$$

$$\frac{1}{c^2} = \varepsilon_r \varepsilon_0 \mu_r \mu_0 \quad , \text{ wodurch die Materialkonstanten } \varepsilon_0 \text{ (elektrische Feldkonstante),}$$

$\mu_0$  (magnetische Feldkonstante),  $\varepsilon_r$  (relative Dielektrizitätskonstante mit  $\varepsilon_r = 1$  im Vakuum) und  $\mu_r$  (relative Permeabilität mit  $\mu_r = 1$  im Vakuum) zu einer Ausbreitungsgeschwindigkeit zusammengefasst werden können.

Eine Lösung dieser Wellengleichung ist eine ebene Welle der Struktur:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\vec{k} \vec{l} - \omega t + \varphi) \quad \text{bzw. in der komplexen Darstellung} \quad (2.2a)$$

$$E = E_0 e^{i(kl - \omega t + \delta)} \quad \text{bei Verzicht auf den Vektorcharakter, mit} \quad (2.2b)$$

$E_0$  als Amplitude,

$k$  als Kreiswellenzahl  $k = 2\pi \bar{\nu}$  mit  $\bar{\nu}$  als Wellenzahl  $\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda}$  für die Wellenlänge  $\lambda$ ,

$\omega$  als Kreisfrequenz mit  $\omega = 2\pi \nu$  mit  $\nu$  als Frequenz  $\nu = \frac{1}{T}$  für die Schwingungsdauer  $T$ ,

$\varphi$  als Anfangsphase und  $l, t$  für den Weg bzw. die Zeit.

<sup>1</sup> Wissenschaft von der Verschlüsselung von Informationen.

Über die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c$  sind Wellenlänge und Schwingungsdauer verknüpft durch:

$$c = \frac{\lambda}{T}. \quad (2.3)$$

Im Vakuum ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c$  gleich der Lichtgeschwindigkeit  $c_0$ . In Nichtleitern definiert sich der Brechungsindex<sup>1</sup>  $n$  durch das Verhältnis:

$$n^2 = \frac{c_0^2}{c^2} = \epsilon_r \mu_r. \quad (2.4)$$

*Louis-Victor de Broglie* postulierte Mitte der 20er Jahre des letzten Jahrhunderts den Welle-Teilchen-Dualismus und bezog so den Teil der Experimente, wie den äußeren Photoeffekt, mit ein, der durch Einsteins Quantelung des Lichts besser mit diskreten Teilchen vorstellbar ist. Der Betrag des Impulses  $\vec{P}$  eines Photons ergibt sich nach *de Broglie* zu:

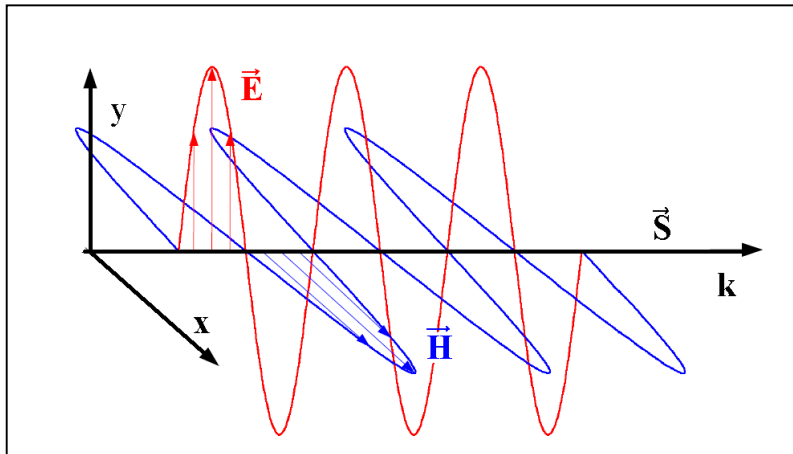
$$|\vec{P}| = \frac{h}{\lambda} \quad (2.5)$$

als Quotient zwischen *Planckschen* Wirkungsquantum und Wellenlänge. Die Energie  $E_{\text{photon}}$  eines Photons beträgt dann:

$$E_{\text{photon}} = \frac{hc}{\lambda}. \quad (2.6)$$

Somit ergibt sich z. B. für das grüne Licht eines Laserpointers mit einer Wellenlänge von 533 nm eine Energie der Photonen von etwa 2,3 eV (siehe Tab. 1.1). Die Ausbreitung der Energie kann durch den sogenannten *Poynting*-Vektor  $\vec{S}$  beschrieben werden (Abb. 2.2):

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}. \quad (2.7)$$



**Abb. 2.2** Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle mit elektrischen, magnetischen Feld und dem Poynting-Vektor als Dichte des Energietransports (Energieflussdichte).

Die Quantenmechanik geht davon aus, dass ein Quant keinen fest definierten Ort besitzt, sondern nur eine Aufenthaltswahrscheinlichkeit angegeben werden kann und somit Wahrscheinlichkeitswellen beschrieben werden. Die Wahrscheinlichkeitswellen müssen Wellengleichungen folgen und klassische Teilcheneigenschaften können dann

<sup>1</sup> Allgemein muss der Brechungsindex als komplexe Größen gesehen werden, was auch negative Werte zulässt. In künstlich strukturierten Metamaterialien können in gewissen Wellenlängenbereichen die Materialparameter  $\epsilon$  und  $\mu$  gleichzeitig  $<0$  werden, was dann eine Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen zulässt aber zu einem negativen Brechungsindex führt [2.5].



Wellenpaketen zugeordnet werden. Die in den 40er Jahren entwickelte Quantenelektrodynamik leistet die einheitliche, theoretische Beschreibung für physikalische Phänomene sowohl von Photonen, als auch von geladenen Teilchen wie Elektronen.

Im Allgemeinen erzeugen technische Lichtquellen – wie in dieser Arbeit – kein einzelnes, sondern sehr viele Photonen. Besitzen alle Photonen nahezu die gleiche Wellenlänge wird die entsprechende Lichtquelle als quasi-monochromatisch<sup>1</sup> bezeichnet. Die Beschreibung ist dann durch die Schwerpunktwellenlänge und eine Halbwertsbreite möglich. Erzeugt die Lichtquelle Photonen mit verschiedenen Wellenlängen, ist die Angabe einer spektralen Verteilung der Photonen möglich.

### Die Intensität

Umgangssprachlich steht die Intensität in Zusammenhang mit der Helligkeit des Lichts. Im Sinn der *Maxwell* Gleichungen können harmonische, ebene Wellen entsprechend Gl. 2.2 für das elektrische Feld und analog für das magnetische Feld dargestellt werden. Danach ergibt sich nach Gl. 2.7 für den *Poynting*-Vektor:

$$\vec{S} = \vec{E}_0 \times \vec{H}_0 \cos^2(\vec{k} \vec{l} - \omega t + \varphi). \quad (2.8)$$

Der Mittelwert von  $\cos^2(\ )$  ist genau  $\frac{1}{2}$ , somit folgt für den mittleren Energiefluss:

$$\langle \vec{S} \rangle = \frac{1}{2} \vec{E}_0 \times \vec{H}_0 \quad (2.9)$$

Da bei ebenen Wellen  $\vec{H}$  proportional  $\vec{l} \times \vec{E}$  ist, so folgt – unter Nutzung des Entwicklungssatzes für doppelte Vektorprodukte und konjugiert komplexer Amplitudendarstellung mit  $E_0^*$  bzw.  $E_0$  – für den Betrag des Zeitmittelwertes des *Poynting*-Vektors, der oft als Intensität<sup>2</sup>  $I$  bezeichnet wird, nach [2.6]:

$$I = \left| \langle \vec{S} \rangle \right| \propto E_0 E_0^* \quad (2.10)$$

Zum Teil wird aber auch von der Bestrahlungsstärke<sup>3</sup> als technisch korrektere Bezeichnung gesprochen [2.7].

Im Sinne des Teilchenmodells ist die Intensität einer Lichtquelle proportional zur Teilchenanzahl und Intensitätsgrößen, wie Photonenfluss oder Photonenflussdichte, sind definierbar. Entsprechend Gl. 2.6 ergibt sich für einen grünen Laserpointer mit einer Leistung von ca. 1 mW eine Anzahl von etwa 2,7 Billionen<sup>4</sup> Photonen pro Sekunde.

Durch die Faltung mit einer definierten spektralen Empfindlichkeitsfunktion  $V_A(\lambda)$ , die die standardisierte Helligkeitsempfindlichkeit des menschlichen Auges widerspiegeln soll, entstehen aus den strahlungsphysikalischen Parametern lichttechnische Parameter. Die Umrechnung mittels des fotometrischen Strahlungsäquivalents  $K_m$  von 683 lm/W gestattet dann auch die Darstellung in den Einheiten *Lumen* bzw. *Candela*. Aus dem spektralen Strahlungsfluss kann so der *Lichtstrom*  $\Phi$  abgeleitet werden durch:

<sup>1</sup> Das Modell von nur einer klar definierten Wellenlänge ist eine ideale Darstellung, die real nicht existiert. Tatsächlich muss immer von einer gewissen Bandbreite ausgegangen werden. Verkürzt wird aber oft von „monochromatisch“ gesprochen.

<sup>2</sup> Im engl. Sprachgebrauch: *intensity*.

<sup>3</sup> Im engl. Sprachgebrauch: *irradiance*.

<sup>4</sup>  $10^{15}$  gebräuchliche Abkürzung  $P$  für *Peta*; im amerikan. Sprachgebrauch: *quadrillions*.



$$\Phi = K_m \cdot \int_{380nm}^{780nm} \Phi_{e,\lambda}(\lambda) \cdot V_A(\lambda) d\lambda . \quad (2.11)$$

Analog sind andere lichttechnischen Parameter definiert wie:

die <i>Lichtstärke</i>	für die gefaltete Strahlstärke,
die <i>Leuchtdichte</i>	für die gefaltete Strahldichte,
die <i>Beleuchtungsstärke</i>	für die gefaltete Bestrahlungsstärke und
die <i>Belichtung</i>	für die gefaltete Bestrahlung.

Neben diesen Grundparametern bezüglich der Intensität sind auch räumliche und zeitliche Variationen der Parameter von Bedeutung. So beschreiben z. B. Verteilungen der Bestrahlungsstärke die Homogenität der Ausleuchtung einer Szene, dies ist besonders bei parallel arbeitenden Sensoren wie CCD-Sensoren von erheblicher Bedeutung. Eine zeitliche Änderung der Intensitätsparameter kann einen Einfluss auf die Reproduzierbarkeit des optischen Messsystems haben. Ein zusätzliches Monitoring der Lichtquelle und eine Regelung verbessert hier die Stabilität. Neben mechanischen Drifterscheinungen kann auch Photonen- oder Elektronenrauschen zu erheblichen Problemen an empfindlichen optischen Messsystemen führen.

#### *Zeitliche Kohärenz*

Die Betrachtung des Lichts als Welle entsprechend Gl. 2.2 führt zur Fragestellung nach der Länge des Wellenzuges und ob die Phase  $\delta$  konstant oder eine Funktion der Zeit  $\delta(t)$  ist. Tatsächlich muss von einer endlichen Länge der Wellenzüge ausgegangen werden. Das Anschwellen und Abklingen der Amplitude führt zu einer Bandbreite, wie sich leicht durch *Fourier*<sup>1</sup>-Transformation zeigen lässt. Üblicherweise wird eine Halbwertsbreite definiert als Wellenlängenintervall zwischen den Punkten, an denen die Intensität auf die Hälfte der Maximalintensität gestiegen bzw. gesunken ist. Die damit verbundene Länge der Wellenzüge würde z. B. für die D-Linie<sup>2</sup> einer Na-Dampfampe bei etwa 3 Metern liegen, was einer Zeitdauer der Schwingung von  $10^{-8}$  Sekunden entspricht [2.8]. Diese sogenannte natürliche Linienbreite<sup>3</sup> wird praktisch durch Effekte wie die Doppler-Verbreitung<sup>4</sup> ( $10^{-11}$  Sekunden) und die Druckverbreitung ( $10^{-10}$  Sekunden) stark beeinflusst. Daher werden normalerweise nur D-Linien mit Wellenzügen von etwa 3 mm Länge beobachtet. Die sogenannte Sättigungs-Spektroskopie kann aber den Dopplereffekt unterdrücken [2.9].

Besteht zwischen Lichtwellen eine feste Phasenbeziehung, so sind diese in der Lage miteinander zu interferieren und erzeugen entsprechende Intensitätsmuster. Aus den

<sup>1</sup> Nach dem französischen Mathematiker und Physiker *Jean Baptiste Joseph Fourier* (1768–1830), auf dieses mathematische Verfahren im Späteren noch näher eingegangen wird (siehe Abschnitt 3.1).

<sup>2</sup> Eigentlich zwei Spektrallinien bei den Wellenlängen 588,9965 nm bzw. 589,5932 nm.

<sup>3</sup> Verbreiterung durch die Unschärfe der Energieniveaus, beschrieben durch die quantenmechanische Zeit-Energie-Unschärferelation  $\Delta E \cdot \Delta t \geq h$ .

<sup>4</sup> Rot- oder Blauverschiebung durch thermische Bewegung der emittierenden oder absorbierenden Atome oder Ionen.

minimalen und maximalen zeitlichen Mittelwerten  $\bar{I}_{\min}$  und  $\bar{I}_{\max}$  kann der Betrag eines Kohärenzgrad<sup>1</sup>  $v$  durch:

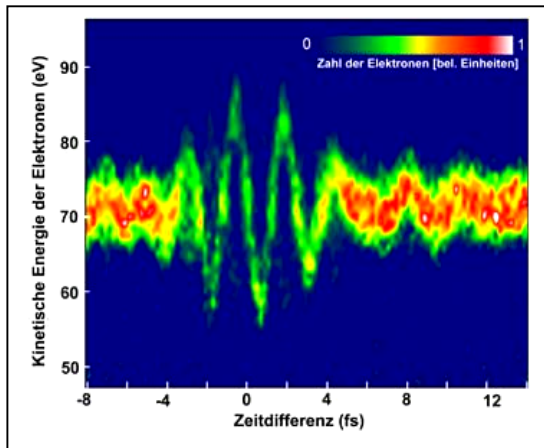
$$|v| = \frac{\bar{I}_{\max} - \bar{I}_{\min}}{\bar{I}_{\max} + \bar{I}_{\min}} \quad (2.12)$$

definiert werden. Der Extremfall  $|v|=0$  wird als Inkohärenz, der Extremfall  $|v|=1$  wird als vollständige Kohärenz und die Zwischenzustände  $0 < |v| < 1$  werden als partielle Kohärenz bezeichnet.

Die Überlagerung zweier kohärenter Wellenzüge  $I_1$  und  $I_2$  mit gleicher Frequenz, gleicher Polarisation und festem Phasenunterschied  $\Delta\varphi$  führt entsprechend Gl. 2.2 zu dem Ergebnis:

$$I_{\text{ges}} = I_1 + I_2 + 2 \cdot \cos(\Delta\varphi) \cdot \sqrt{I_1 I_2} \quad , \text{ wobei} \quad (2.13)$$

sich bei  $I_1 = I_2 = I$  für die Gesamtintensität  $0 \leq I_{\text{ges}} \leq 4I$  ergibt. Aufgrund der sehr kurzen Länge der Wellenzüge thermischer Lichtquellen ist die Auslöschung von Licht durch Licht alltäglich nicht zu beobachten. Technische Lichtquellen wie Laser erreichen wesentlich höhere Kohärenzlängen. Einfache HeNe-Laser besitzen Kohärenzlängen im Bereich von  $10^{-1}$  Meter und frequenzstabilisierte Laser erzielen mehrere Kilometer. Die extreme Verkleinerung der Impulszeit bei Impulslasern (Abb. 2.3) führt dann wieder zu einer Verkleinerung der Kohärenzlänge.



**Abb. 2.3** Sichtbarmachung eines ultrakurzen Impulses eines roten Femtosekunden-Lasers, aufgezeichnet mit dem Attosekunden-Oszilloskop des Instituts für Photonik der TU Wien. Extrem kurze und hochenergetische Röntgenimpulse schlagen Elektronen aus Atomen heraus. Das elektrische Feld der Laserstrahlung bremst oder beschleunigt diese Elektronen. Die Messung der Energie-Änderung der Elektronen in Abhängigkeit von der Zeitdifferenz zwischen dem Röntgenimpuls und der Laser-Lichtwelle gestattet so eine Auflösung von 0,1 fs (ein Milliardstel einer Zehntel  $\mu\text{s}$ ). [Quelle siehe Abbildungsverzeichnis].

### Räumliche Kohärenz

Die Betrachtung ausgedehnter Lichtquellen führt zur Fragestellung der Phasenbeziehung paralleler Lichtstrahlen. Da in Lasern die induzierte Emission dominiert, stellt sich das Problem der räumlichen Ausdehnung nicht so, wie bei gewöhnlichen Lichtquellen mit spontaner Emission. Für diese gewöhnlichen Lichtquellen muss eine zusätzliche Bedingung gefordert werden, um kontrastreiche Beugungsfiguren<sup>2</sup> erzielen zu können. Die sogenannte Kohärenzbedingung fordert daher:

<sup>1</sup> Im Allgemeinen ist die Kohärenz eine komplexe Größe; engl.: *degree of coherence*.

<sup>2</sup> Zusammenfassung aller Erscheinungen hinter optischen Hindernissen, die nicht durch geometrische Optik, aber bereits mit dem Huygensschen Prinzip, wonach alle Punkte einer Welle Ausgangspunkt neuer Elementarwellen sind, erklärbar sind.

$$\sin(\alpha) \ll \frac{\lambda}{2b} \quad \text{wobei} \quad (2.14)$$

- $\alpha$     der halbe Öffnungswinkel,  
 $b$     der Durchmesser der Lichtquelle,  
 $\lambda$     die Wellenlänge ist [2.10]–[2.11].

Die auf Kohärenz beruhenden Beugungserscheinungen können erfolgreich als Superposition von skalaren Einzelwellen dargestellt werden. Diese Integration über Einzelwellen beschreibt das sogenannte *Fresnel*<sup>1</sup>-*Kirchhoffsche*<sup>2</sup>-Beugungsintegral, auf das noch später eingegangen wird [2.12]–[2.13].

### Störgrößen

Je nach Typ der Lichtquelle können unterschiedlichste Parameter Einfluss nehmen. Von grundlegender Bedeutung ist die Stabilität der jeweiligen Energiezufuhr. Bei elektrisch betriebenen Lichtquellen beinhaltet dies die Stabilität der Stromzuführung bzw. der Versorgungsspannung. Gleichfalls ist die Konstanz der Arbeitstemperatur oft wesentlich. Allgemein sind Alterungserscheinungen der Baugruppen, wie z. B. des Arbeitsgases von *Excimer*<sup>3</sup>-Lasern oder das Verdampfen von Glühfäden und der gleichen von Bedeutung. Bei Beleuchtungssystemen auf der Basis von Lasern sind zudem auch die Sauberkeit und die Rauheit der optischen Flächen von extremer Wichtigkeit, da durch Interferenz von gestreutem Licht zusätzliche, meist störende Specklemuster<sup>4</sup> erzeugt werden. Insbesondere bei laserbasierten Systemen wie Lidar [2.14] und Interferometern [2.15] bestimmen Speckle die Auflösungsgrenze wesentlich mit. Abb. 2.4 zeigt typische Specklemuster beim Einsatz eines HeNe-Lasers, wenn keine Maßnahmen zur Speckleunterdrückung erfolgen. Aber auch bei klassischen Beleuchtungssystemen kann eine hohe Kohärenz zu Specklemustern führen (Abb. 2.5a/b).

Erhebliche Störgrößen stellen auch Falsch- und Streulicht dar, denen zumeist erfolgreich durch konstruktive Maßnahmen und geschickte Materialauswahl begegnet werden kann. Insbesondere starke UV-Strahlung ist aufgrund des hohen Energiepotenzials und damit verbundenen möglichen Wechselwirkungen mit anderen Materialien des Systems eine Quelle für neue ingenieurtechnische Herausforderungen.

### Die benutzten Strahlungsquellen

Die beiden für diese Arbeit modifizierten visuellen Mikroskope arbeiten mit Glühlampen als künstliche, thermische Lichtquellen. Mit Hilfe von Sperr- und Farbfiltern erfolgte eine Verringerung der thermischen Belastung der Probe und des Abbildungssystems sowie eine Eingrenzung auf den gewünschten Wellenlängenbereich. Die Stabilität der Lichtintensität konnte durch die Ergänzung der Systeme mit einer einstellbaren Kon-

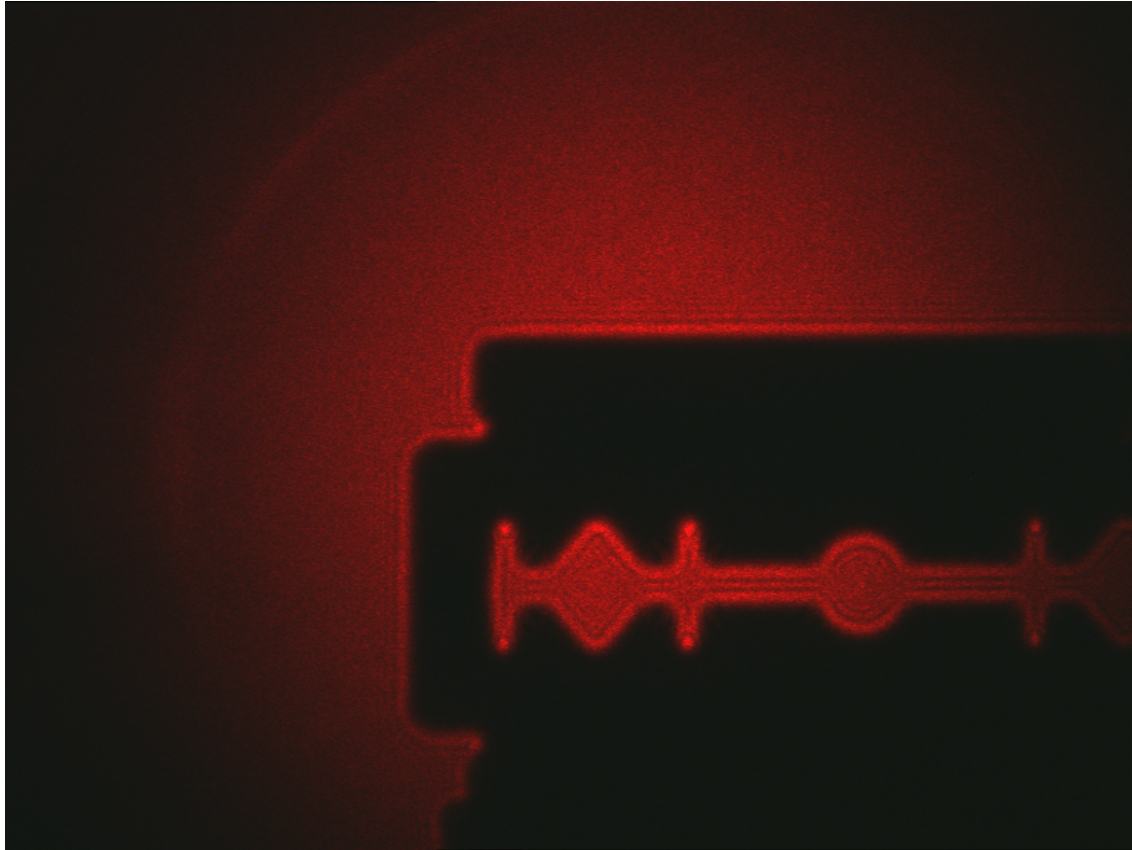
<sup>1</sup> Nach dem französischen Physiker *Augustin Jean Fresnel* (1788–1824).

<sup>2</sup> Nach dem deutschen Physiker *Gustav Robert Kirchhoff* (1824–1887), der zeigte, dass das Huygenssche Prinzip und die dadurch erklärte Beugung und Interferenz sich mathematisch ergeben als Randwertproblem der *Maxwell* Gleichungen.

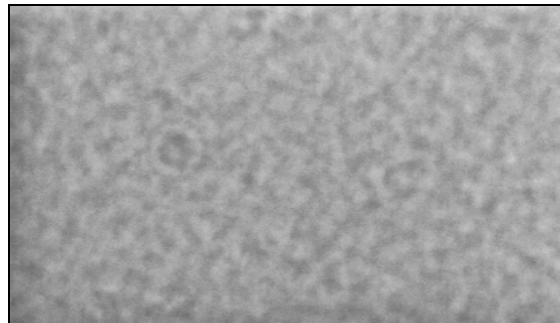
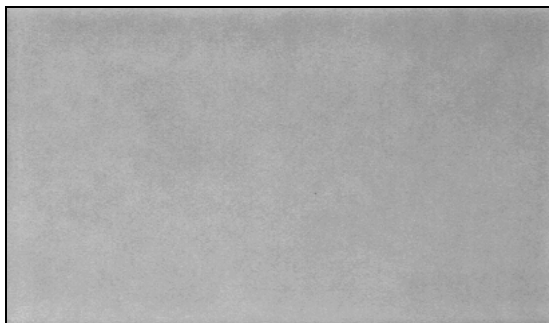
<sup>3</sup> Das Akronym Eximer steht für die engl. Bezeichnung: *excited dimer*; mit dem Bezug darauf, dass die erzeugten Moleküle zur im angeregten Zustand existieren.

<sup>4</sup> Vom engl. Begriff *speckle* für Sprengel oder Tupfen zur Beschreibung von sichtbaren, körnigen Strukturen.

stant-Stromquelle gesteigert werden. Als UV-Lichtquellen beim kommerziellen DUV-Mikroskop diente ein ArF *Excimer*-Lasern mit einer Wellenlänge von 193 nm.



**Abb. 2.4** Schattenbild einer Rasierklinge mit Beugungsfiguren und Specklemuster. Als Lichtquelle dient ein aufgeweiteter Laserstrahl eines HeNe-Lasers mit einer Wellenlänge von 632,8 nm.



**a** Beleuchtungsapertur 1,2

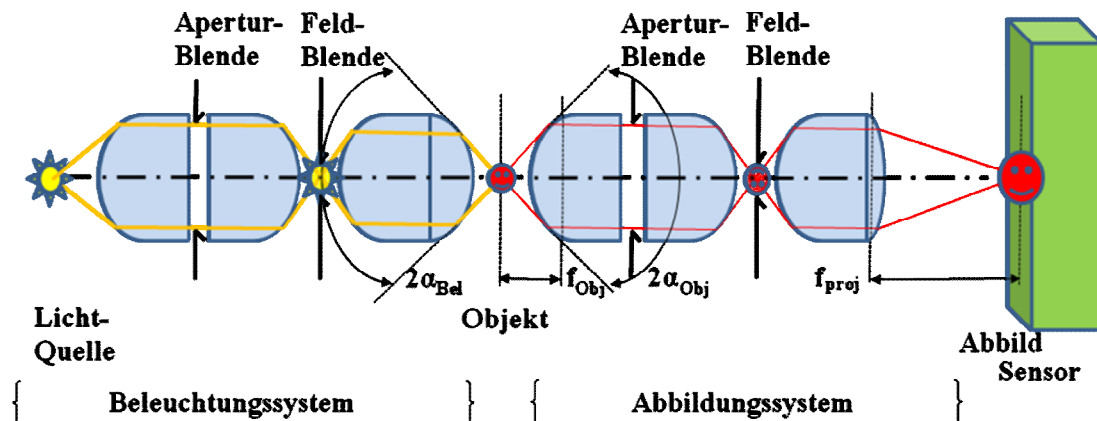
**b** Beleuchtungsapertur 0,1

**Abb. 2.5a/b** Bilder desselben, objektfreien Bildbereichs bei unterschiedlichen Beleuchtungsaperturen, aufgenommen mit einem Apochromat<sup>1</sup> 100x/1,40 im Durchlicht, bei gleicher Vergrößerung und starker Spreizung der Grauwerte.

<sup>1</sup> Objektiv, bei dem der Farblängsfehler für drei Wellenlängen (Achromat nur zwei) und die sphärische Aberration für zwei Wellenlängen (Achromat nur eine Wellenlänge) korrigiert ist.

## 2.2 Das optische Abbildungssystem

Das optische System besteht zumeist aus einem Beleuchtungs- und einem Abbildungssystem (Abb. 2.6). Das Beleuchtungssystem kann je nach Anwendung relativ einfach gestaltet sein. Mit zunehmender Auflösung wird der Aufwand für die Beleuchtungsoptik aber vergleichbar mit dem Aufwand, der für die Abbildungsoptik notwendig ist.



**Abb. 2.6** Prinzipdarstellung eines Abbildungssystems, das das Objekt über ein reelles Zwischenbild aufrecht und vergrößert auf den Sensor abbildet und eines Beleuchtungssystem, bei dem die Lichtquelle in die Objektebene abgebildet wird (kritische Beleuchtung). Das Abbildungssystem besteht hier aus einem Objektiv und einer Tubuslinse, die hier ein gleich großes, umgekehrtes Zwischenbild erzeugen und einer gleichfalls zweiteiligen Projektionsoptik. Die zwischenliegenden Bereiche mit parallelem Strahlengang erlauben das Einbringen von anderen optischen Baugruppen, wie Filtern, ohne die Korrektur des Systems zu stören. Die Vergrößerung ergibt sich aus dem Verhältnis der bild- und objektseitigen Brennweiten.

### 2.2.1 Allgemeiner Aufbau und Beschreibungen

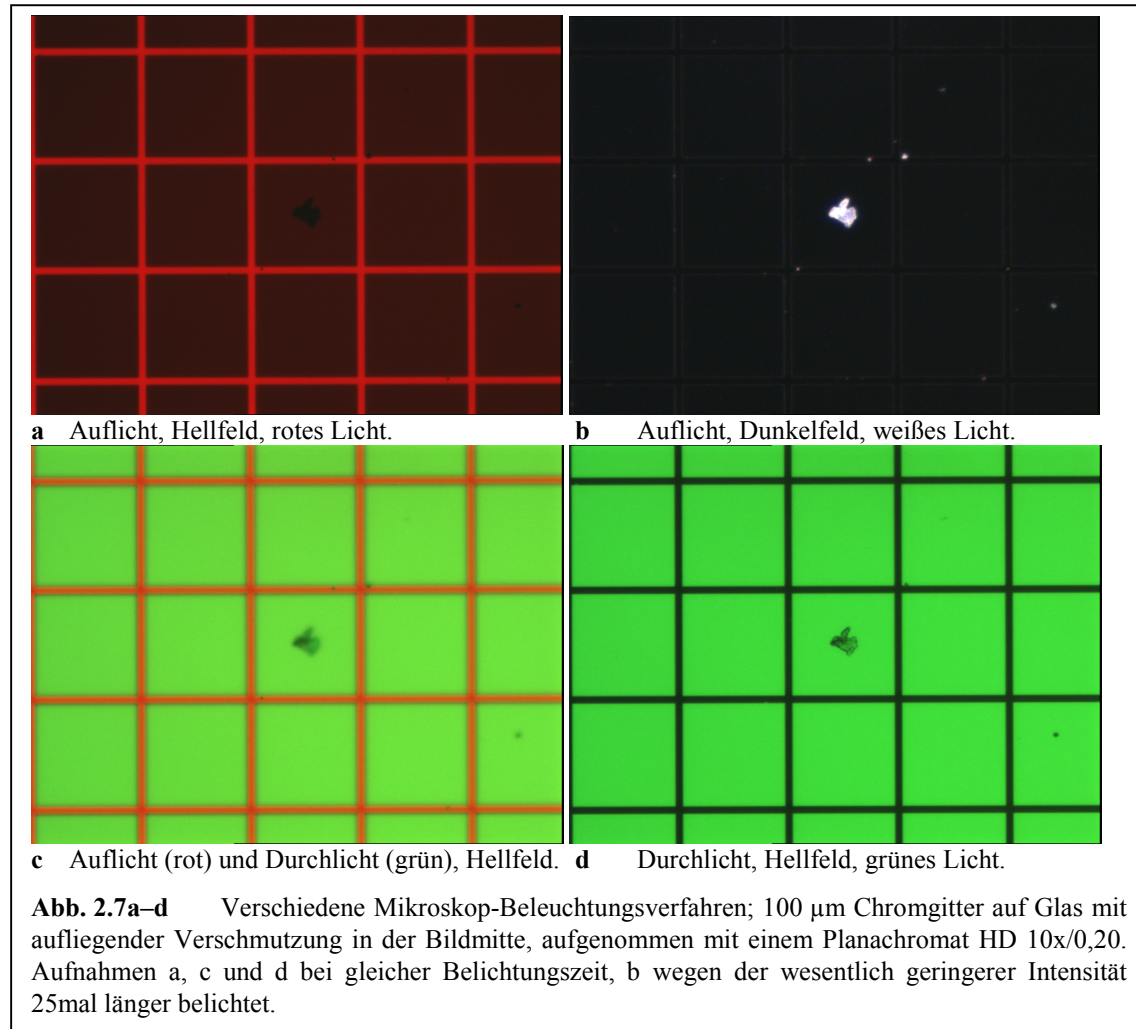
Systeme für kleine Strukturen sind meist mit konventionellen Lichtmikroskopen vergleichbar. Für Objekte ohne Transparenz – bei der Arbeitswellenlänge – werden Auflichtsysteme benutzt, beispielsweise zur Inspektion von Silizium-Wafern. Bei transparenten Objekten wird das Durchlichtverfahren zur Anwendung kommen können, wie z. B. bei der Inspektion von Glas- oder Quarz-Masken. Je nach Applikation kann es sinnvoll sein, die Ausleuchtung des Objekts entsprechend dem Hell- oder Dunkelfeld-Verfahren zu gestalten (Abb. 2.7a–d). Anspruchsvolle Systeme benutzen oft das klassische *Köhlersche*<sup>1</sup> Beleuchtungsverfahren, d. h., die Lichtquelle wird in die Ebene der Eintrittspupille des Abbildungssystems abgebildet, was bedeutet, dass die Objektebene mit nahezu parallelem Licht ausgeleuchtet wird. Dieses Verfahren ist besonders für inhomogene, strukturierte Lichtquellen, wie Glühlampen mit Wendeln geeignet. Häufig muss aber mit zusätzlichen Streuscheiben eine gleichmäßigere Ausleuchtung, insbesondere bei großen Objektfeldern, erzwungen werden. Alternativ dazu existiert die sogenannte kritische oder *Nelson*<sup>2</sup>-Beleuchtung, bei der die Lichtquelle in die Objektebene abgebildet wird. Somit wird das Bild der Lichtquelle durch das Abbildungssystem auch

<sup>1</sup> Nach August Köhler (1866–1948), langjähriger Leiter der Mikroskopabteilung der optischen Werkstätte CARL ZEISS in Jena [2.16]–[2.17];

<sup>2</sup> Nach dem britischen Naturwissenschaftler Edward Milles Nelson (1851–1938).



auf den Sensor projiziert. Eine leichte Defokussierung des Beleuchtungssystems kann die Homogenität der Ausleuchtung verbessern.



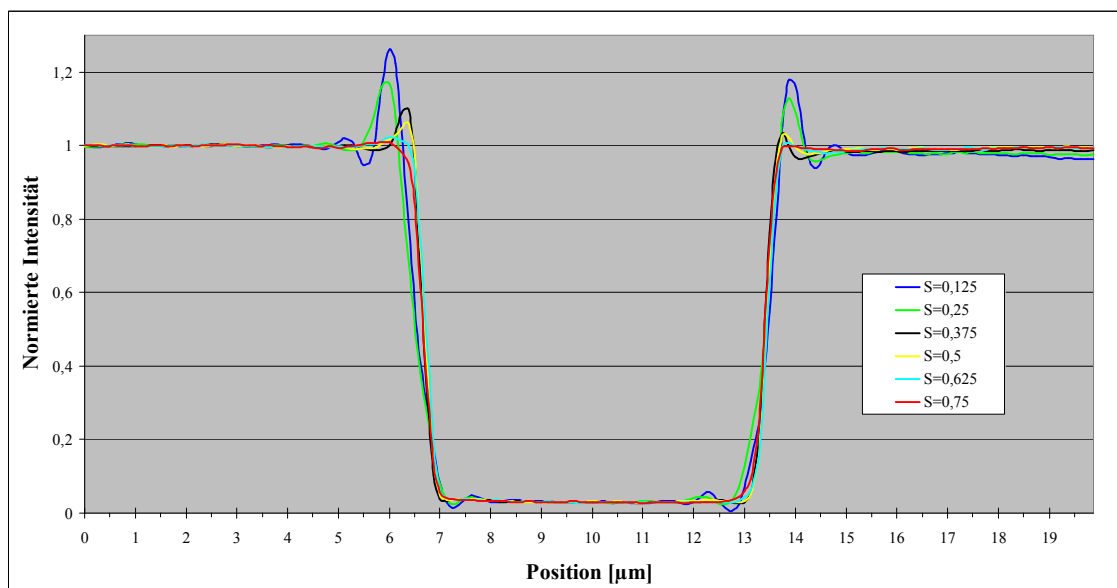
Der Einsatz von mehrfach vergüteten Linsen, die weniger Falschlicht erzeugen und von neueren Lichtquellen, wie LEDs, führt zur Modifikation klassischer Beleuchtungsverfahren, denen dann Begriffe wie z. B. Semi-Köhler-Modus zugeordnet werden. Prinzipiell soll durch Feldblenden erreicht werden, dass nur der wirklich notwendige Objektbereich ausgeleuchtet und so die Entstehung von Falschlicht minimiert, wodurch sich der Kontrast verbessert. Die Aperturblende, insbesondere die des Abbildungssystems, hat eine entscheidende Bedeutung für die Auflösung des Systems. Das Verhältnis zwischen der numerischen Apertur  $NA_{Bel}$  des Beleuchtungs- und numerischer Apertur  $NA_{Obj}$  des Abbildungssystems definiert den sogenannten Kohärenzparameter<sup>1</sup>  $S$  entsprechend:

$$S = \frac{NA_{Bel}}{NA_{Obj}} \quad \text{mit} \quad (2.15)$$

<sup>1</sup> Wird häufig auch mit  $\sigma$  (Sigma) bezeichnet; aber nicht zu verwechseln mit dem Kohärenzgrad von Gl. 2.12, der mit 0 als vollständig inkohärent und 1 als vollständig kohärent definiert ist.

$$NA_{Bel} = n_{Bel} \cdot \sin(\alpha_{Bel}) \quad \text{und} \\ NA_{Obj} = n_{Bel} \cdot \sin(\alpha_{Obj}) \quad , \text{ wobei} \\ n_{Bel}, n_{Obj} \quad \text{die jeweiligen Brechungsindizes sind und} \\ \alpha_{Bel}, \alpha_{Obj} \quad \text{die jeweiligen halben Öffnungswinkel darstellen.}$$

Bei klassischer Beleuchtung kann mit  $S \rightarrow 0$  von einer kohärenten und mit  $S \rightarrow \infty$  von einer inkohärenten Beleuchtung gesprochen werden, wobei  $S = 1$  bereits eine nahezu inkohärente Beleuchtung darstellt. Bei Werten zwischen 0 und 1 wird von einer partiell-kohärenten Beleuchtung gesprochen. Praktisch zeichnen sich Systeme mit einem Kohärenzparameter von etwa 0,75 durch hohe Auflösung, guten Kontrast und ausreichender Objektähnlichkeit aus. Dieser Erfahrungswert konnte Mitte der 80er Jahre des vergangenen Jahrhunderts durch numerische Rechnungen zur Abbildung bei partiell-kohärenter Beleuchtung bestätigt werden [2.18]–[2.20]. Abb. 2.8 zeigt anhand von Messungen, wie kleine Kohärenzparameter unter einem Wert von 0,3 zu heftigen Oszillationen an den Rändern führen, die den visuellen Kontrast zwar verstärken aber – insbesondere bei unbekannten Objektstrukturen – auch zu Fehlinterpretationen führen können. Hingegen ist bei einem Kohärenzparameter von 0,75 nur noch ein leichtes Überspringen von ca. 1 % nachweisbar.



**Abb. 2.8** Normierte Intensität in Abhängigkeit von der Position, gemessen an einer Glasmaske mit einer ca. 7 µm Chromlinie. Geglättete Mittelwerte aus je 80 Antaststrahlen (Gesamtbreite 10 µm bei 125 nm/Pixel) rechtwinklig zur Chromlinie bei verschiedenen Kohärenzparameter  $S = 0,125 \dots 0,75$  aufgenommen mit einem Zeiss Mikroskop *JENATECH-inspection*, Objektiv Planachromat 50x/0,80 und einer Beleuchtungsapertur einstellbar zwischen 0,1 bis 0,6 im Durchlicht-Verfahren bei grünem Licht.

### Spezielle Systeme

Je nach Anwendungsgebiet ergeben sich unterschiedliche Anforderungen an das optische System. Im Bereich der optischen Koordinatenmessmaschinen der klassischen, industriellen Messtechnik werden Fest- und Zoomobjektive mit Vergrößerungen im Bereich 0,7x – 10x eingesetzt und Wiederholpräzisionen bis zu 0,5 µm erreicht [2.21]. Da die Korrektur der Abbildungsfehler bei Zoomsystemen gegenüber Festsystemen problematischer ist, werden auch Vergrößerungswechsler benutzt, die durch Verände-

rungen im Bereich der Tubuslinse eine Anpassung der Vergrößerung vornehmen [2.22]. Der Einsatz von telezentrischen<sup>1</sup> Objektiven kann von Vorteil sein, wenn Messfehler durch mangelnde Fokussierung zu erwarten sind, oder im Schattenwurf-Verfahren mit parallelem Beleuchtungslicht, wie z. B. bei der Vermessung von Rotationsteilen, gearbeitet wird. Da telezentrische Systeme aber eine kleine Apertur und somit eine geringe optische Auflösung besitzen, sind sie nicht immer einsetzbar. Insbesondere ist wegen des großen Bereiches der Schärfentiefe eine Ortsbestimmung in axialer Richtung durch gezieltes Fokussieren problematisch. Praktisch kann es daher von Vorteil sein, einen Kompromiss zwischen einer möglichst hohen Apertur und einem gewissen telezentrischen Bereich von einigen Mikrometern zu finden.

Bei der Messung von Strukturbreiten in der Halbleiterindustrie und bei der Fertigung von MEMS sind zumeist höhere Auflösungen notwendig, sodass Messobjektive mit hohen Vergrößerungen und hohen Aperturen zum Einsatz kommen. Die Reproduzierbarkeit der Messungen kann unter 1 nm liegen, wenn zusätzlich mit kurzen UV Wellenlängen von 248 nm gearbeitet wird [2.23]. Ein Hochleistungsobjektiv für derartige Messzwecke wurde von der Firma *Leica* mit einer Vergrößerung von 150x und einer Apertur von 0,90 entwickelt. Die weitere Steigerung der Apertur durch den Einsatz einer Immersionsflüssigkeit zwischen Objekt und Objektiv wurde auch bereits vollzogen mit dem Wasser-Immersionsobjektiv: *Leica 200x/1,2 DUV 248 nm* [2.24].

In Bereichen des parallelen Strahlverlaufs (siehe Abb. 2.6) ist es möglich, bewegliche Ablenkspiegel zu platzieren, um so scannende Systeme aufzubauen. Die Überführung der örtlichen Objektinformation in eine zeitliche Abfolge entkoppelt mögliche Überlagerungen, was zu einer weiteren Steigerung von Auflösung und Kontrast führt, wenn zusätzlich extrem kleine Blenden (*pinholes*) eingebracht werden. Der Verzicht auf die parallele Übertragung führt aber auch zu einem Verlust an Geschwindigkeit.

### *Mathematische Beschreibungen*

Wie bereits unter 2.1 angedeutet wurde, existieren unterschiedliche Modelle für die Lichtausbreitung, wobei mit steigendem mathematischem Anspruch mehr Aspekte des Phänomens abgebildet werden können.

### *Geometrische Optik*

Sind die mit dem Licht wechselwirkenden Strukturen und Objekte groß im Verhältnis zur Wellenlänge, so kann auf die Welleneigenschaften verzichtet werden und eine Näherung der Abbildungsbeschreibung in Form der sogenannten geometrischen Optik oder Strahlenoptik ist möglich. Hierbei wird die Lichtausbreitung durch Lichtstrahlen beschrieben und die Phänomene Reflexion und Brechung werden widergespiegelt. Werden Systeme mit Lichtstrahlen nahe der optischen Achse mit nur kleinen Winkeln zur optischen Achse betrachtet, so ergeben sich durch die Näherung  $\sin(\varphi) \approx \varphi$  weitere Vereinfachungen und es wird von der paraxialen Optik gesprochen, die aber bereits grundlegende Parameter optischer Systeme wie Brennweite, Abbildungsmaßstab oder Pupillenlagen beschreibt.

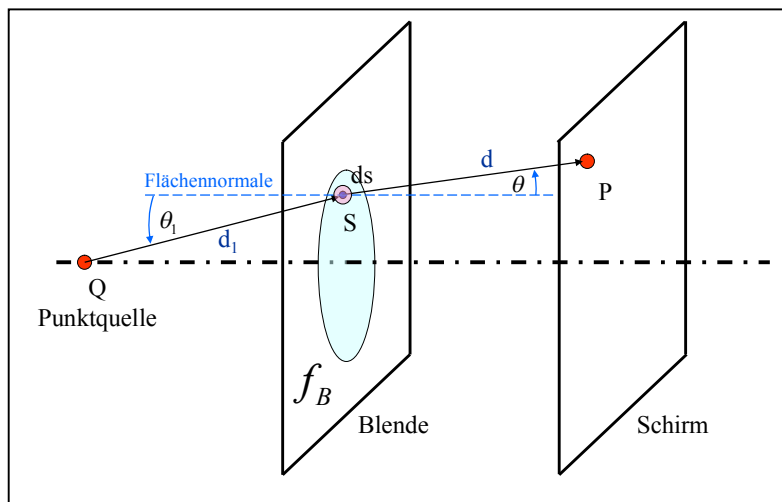
---

<sup>1</sup> Spezielle Objektive, sich dadurch auszeichnen, dass der Objektabstand variiert werden kann, ohne dass sich die Bildgröße ändert.



### Skalare Beugungstheorie

Die Betrachtung der Lichtausbreitung als Wellenphänomen wurde erstmals von *Huygens*<sup>1</sup> durch die Beschreibung als Überlagerung von Kugelwellen vorgeschlagen. Durch diesen Ansatz wird das von *Grimaldi*<sup>2</sup> als *Diffraction* – Beugung – bezeichnete Phänomen der Lichtablenkung in den Schatten von Hindernissen beschreibbar. Im Rahmen der *Maxwell*-Theorie sind derartige Hindernisse als Randbedingungen fassbar. Es hat sich gezeigt, dass zahlreiche Probleme ausreichend widergespiegelt werden, wenn man auf die Betrachtung der eigentlichen Vektorfelder verzichtet. Die elektrischen und magnetischen Felder  $E$  und  $H$  werden dann durch ein skalares Potenzialfeld  $U(\vec{r}, t)$  ersetzt, dass für das magnetische, zumeist aber für das elektrische Feld benutzt wird. Die Beschreibung beschränkt sich somit auf Größen wie Amplitude, Wellenlänge und Phase. Magnetisches und elektrisches Feld werden nicht als gekoppelt betrachtet, diese Näherung berücksichtigt somit keine Polarisierungseffekte. Kommen die beugenden Strukturen in die Größenordnung der Wellenlänge, wie bei hochauflösenden Gittern, muss der vektorielle Charakter des Lichtes besser berücksichtigt werden.



**Abb. 2.9** Modell zur Lichtausbreitung. Das von einer Punktquelle  $Q$  ausgehende Licht passiert eine Blende – deren Transmission durch  $f_B$  beschrieben wird – im Punkt  $S$  des Flächenelementes  $ds$  und wird am Punkt  $P$  des Schirms aufgefangen.

Betrachtet man das von einer Punktquelle  $Q$  ausgehende Licht, das eine Blende  $B$  am Blendenort  $S$  passiert und auf einem Schirm am Ort  $P$  aufgefangen wird (Abb. 2.9), so kann die Feldstärke  $U_P$  am Punkt  $P$  des Schirms entsprechend dem *Huygensschen* Prinzip beschrieben werden als:

$$U_P = A_Q \iint_{\text{Blende}} \frac{f_B}{d_1 d} e^{ik(d_1+d)} dS \quad \text{wobei} \quad (2.16)$$

- $A_Q$  die Amplitude der skalaren Wellen der Punktquelle beschreibt,
- $f_B$  die Transmission der Blende beschreibt, mit  $f_B = 0$  für undurchsichtig und  $f_B = 1$  für vollständig transparent,
- $d_1$  die Entfernung: Quellpunkt zum aktuellen Blendenort, Länge der Strecke  $\overline{QS}$ ,
- $d$  die Entfernung: aktueller Blendenort zum Schirmort, Länge der Strecke  $\overline{SP}$ ,
- $k$  die Kreiswellenzahl,

<sup>1</sup> Christiaan Huygens (1629–1695), niederländ. Astronom, Mathematiker und Physiker.

<sup>2</sup> Francesco Maria Grimaldi (1618–1663), ital. Theologe, Mathematiker und Physiker.

$f_B, d_1$  und  $d$  sind Funktionen des Blendenorts  $S$ , wobei mindestens über alle Orte der Blende integriert wird und die *Eulersche* Identität  $e^{i\varphi} = \cos(\varphi) + i \cdot \sin(\varphi)$  mit  $e^{i\pi} = -1$  für die komplexe Wellendarstellung benutzt wurde. Die Gl. 2.16 wird als Beugungsintegral bezeichnet [2.25]. Die Intensität ergibt sich dann zu:

$$I_P = |U_P|^2 = U_P \cdot U_P^* \quad \text{mit } U_P^* \text{ konjugiert komplex zu } U_P. \quad (2.17)$$

*Kirchhoff* stellte den mathematischen Zusammenhang zwischen *Huygensschen* Prinzip und den Wellengleichungen der *Maxwell*-Theorie her. Die strenge Ableitung als Randwertproblem ist aufwendig, doch unter Zuhilfenahme des *Greenschen* Satzes<sup>1</sup> und der Betrachtung des Unterschiedes zwischen zwei Lösungen anstatt der Lösung selbst, möglich [2.26]. Das Ergebnis wird als *Fresnel-Kirchhoffsches* Beugungsintegral bezeichnet und lautet:

$$U_{P_{FK}} = A_{Q_{FK}} \frac{k}{2\pi i} \iint_{\text{Blende}} \frac{f_B}{d_1 d} e^{ik(d_1+d)} \cdot \left( \frac{\cos(\theta_1) + \cos(\theta)}{2} \right) ds \quad \text{wobei} \quad (2.18)$$

$\left( \frac{\cos(\theta_1) + \cos(\theta)}{2} \right)$  Neigungsfaktor oder Inklinationsfaktor bezeichnet wird, mit  $\theta_1$  und  $\theta$  als Winkel zwischen der lokalen Flächennormale am

betrachteten Blendenpunkt und der Richtung zum Quellpunkt  $Q$  bzw. zum Schirmpunkt  $P$ , für kleine Winkel wird dieser Wert zu 1. Für eine „rücklaufende“ Welle ergibt sich ein Faktor von 0, was mit dem *Huygenssche* Prinzip konsistent ist,

$\frac{k}{2\pi i}$  Normierung auf die Größenordnung der Wellenlänge, Analogie zur Vorstellung von in der Blendenebene anzahlmäßig zunehmender, virtueller Strahlen bei abnehmender Wellenlänge und Phasenfaktor  $i$  der 90 Grad entspricht.

Mathematische Inkonsistenzen der *Kirchhoffschen* Theorie können durch geschickte Wahl einer anderen *Greenschen* Funktion, anstatt der von einem Punkt auslaufenden Kugelwellen, umgangen werden. Die *Rayleigh<sup>2</sup>-Sommerfeld<sup>3</sup>* Beugungstheorie leistet dies durch die Konstruktion von *Greenschen* Funktionen aus zwei spiegelbildlichen Punktquellen. Dies führt auch zu zwei Lösungen, wobei gezeigt werden kann, dass sich die *Fresnel-Kirchhoffsche* und beiden *Rayleigh-Sommerfeld* Lösungen nur in der Struktur des Neigungsfaktors unterscheiden und die *Fresnel-Kirchhoffsche* Lösung das arithmetische Mittel der zwei *Rayleigh-Sommerfeld* Lösungen darstellt [2.27].

Das Beugungsintegral ist im Allgemeinen nur numerisch lösbar. Für Spezialfälle bestehen aber auch analytische Lösungen. Betrachtet man die Lichtquelle im Unendlichen, d. h., alle Punkte der Blendenebene haben die gleiche Phase und bilden somit eine Wellenfront, so vereinfacht sich Gl. 2.18 zu:

$$U_{P_{FK}} = A_{Q_{FK}} \frac{k}{2\pi i} \iint_{\text{Blende}} \frac{1}{d} e^{ikd} \cdot \left( \frac{1 + \cos(\theta)}{2} \right) ds. \quad (2.19)$$

<sup>1</sup> Nach dem engl. Mathematiker und Physiker *George Green* (1793–1841).

<sup>2</sup> *John William Strutt, 3rd Baron Rayleigh of Terling Place* (1842–1919), engl. Physiker.

<sup>3</sup> *Arnold Johannes Wilhelm Sommerfeld* (1868–1951), deutscher Mathematiker und Physiker.

Unter der Voraussetzung, dass wir uns im paraxialen Gebiet bewegen, kann der Neigungsfaktor  $\left(\frac{1+\cos(\theta)}{2}\right)$  gleich 1 gesetzt werden und das Abklingen der Kugelwelle mit  $\frac{1}{d}$  kann durch  $\frac{1}{z}$  mit  $z$  als festen Abstand zwischen Blende und Schirm ersetzt werden. Wegen der schnellen Oszillation ist ein Ersetzen von  $d$  in  $e^{ikd}$  nicht möglich. Für  $d$  gilt in kartesischen Koordinaten:

$$d = \sqrt{z_0^2 + \Delta x^2 + \Delta y^2} \quad \text{wobei} \quad (2.20)$$

$\Delta x$  und  $\Delta y$  die jeweiligen Differenzen zwischen den Koordinaten der Blendenpunkte  $S$  des Schirmpunktes  $P$  sind (siehe Abb. 2.9). Dies lässt sich umformen zu:

$$d = z \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta x}{z}\right)^2 + \left(\frac{\Delta y}{z}\right)^2}, \text{ oder } d = z \sqrt{1+b} \quad \text{mit} \quad (2.21a,b)$$

$$b = \left(\frac{\Delta x}{z}\right)^2 + \left(\frac{\Delta y}{z}\right)^2.$$

Die Wurzel aus Gl. 2.21b kann durch eine *Taylor*<sup>1</sup>-Entwicklung genähert werden:

$$\sqrt{1+b} = 1 + \frac{1}{2}b - \frac{1}{8}b^2 + \dots \quad (2.22)$$

Wird die Reihenentwicklung nach dem linearen Glied abgebrochen und auf Gl. 2.19 angewendet, so ergibt sich nach Einführung von kartesischen objektseitigen Koordinaten  $x, y$  bzw. bildseitige Koordinaten  $x', y'$  mit  $\Delta x = x' - x$  bzw.  $\Delta y = y' - y$  folgender  $e$ -Term:

$$e^{ikd} \approx e^{ikz + ik \frac{x'^2 - 2xx' + x^2 + y'^2 - 2yy' + y^2}{2z}}. \quad (2.23)$$

Alle Konstanten für die Punkte  $x', y'$  können zusammengefasst werden zu  $C_Q$  mit:

$$C_Q = A_{Q_{FK}} \frac{k}{2\pi i z} e^{ikz + ik \frac{x'^2 + y'^2}{2z}}. \quad (2.24)$$

Wird eine Blendenfunktion  $f_B(x, y)$ , die die Transmission der Blende beschreibt, und werden die Parameter  $k_{x'} = \frac{k x'}{z}$  bzw.  $k_{y'} = \frac{k y'}{z}$  (sogenannte Raumfrequenzen) eingeführt, so folgt für die Feldstärke in der Schirmebene  $z$ :

$$U_{Fresnel}(x', y', z) = C_Q \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ f_B(x, y) e^{ik \frac{x^2 + y^2}{2z}} \right\} e^{-i(k_{x'}x + k_{y'}y)} dx dy \quad (2.25)$$

Dieses Integral wird auch als *Fresnel*-Beugungs-Integral bezeichnet und beschreibt die sogenannte *Fresnel*-Näherung oder *Fresnel*-Beugung, die geeignet ist, um die Nahzone (in der Nähe des beugenden Objekts mit  $z < \frac{x_{\max}^2 + y_{\max}^2}{\lambda}$ ) zu beschreiben [2.28]. Befin-

<sup>1</sup> Nach dem britischen Mathematiker *Brook Taylor* (1685–1731) benannte Potenzreihenentwicklung.

det sich der Schirm hingegen weit entfernt vom Objekt, sodass  $z \gg \frac{k(x_{\max}^2 + y_{\max}^2)}{2}$

bzw.  $z \gg \frac{\pi(x_{\max}^2 + y_{\max}^2)}{\lambda}$  gilt, so kann der Term  $e^{ik \frac{x^2 + y^2}{2z}}$  vernachlässigt werden. Die Gl.

2.25 vereinfacht sich dann zu:

$$U_{\text{Fraunhofer}}(x', y', z) = C_Q \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f_B(x, y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy. \quad (2.26)$$

Dieses Integral beschreibt die sogenannte *Fraunhofer*<sup>1</sup>-Näherung oder *Fraunhofer*-Beugung des Fernfeldes. Für einen Spalt von 1 mm, der mit rotem Laserlicht von  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  beleuchtet wird, würde sich für die Gültigkeit der *Fraunhofer*-Näherung  $z \gg 5 \text{ m}$  ergeben. Abb. 2.10a–c zeigt, dass die typischen *Fraunhofer*-Beugungsfiguren aber schon früher beobachtet werden können.

Die Struktur der Gl. 2.26 ähnelt den aus der *Fourier*-Transformation bekannten Strukturen:

$$F(w) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) e^{-iwx} dx \quad \text{mit} \quad f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} F(w) e^{iwx} dw \quad (2.27)$$

bzw. für den 2-dimensionalen Fall:

$$F(w_x, w_y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) e^{-i(w_x x + w_y y)} dx dy \quad \text{mit} \quad (2.28)$$

$$f(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(w_x, w_y) e^{i(w_x x + w_y y)} dw_x dw_y. \quad (2.29)$$

Das bedeutet, dass die *Fourier*-Transformierte der Blendenfunktion als Näherung des Lichtfeldes in einer weit entfernten Bildebene verstanden werden kann. Die Verlegung des Beugungsbildes aus dem Unendlichen heraus kann durch eine Linse mit der Brennweite  $f$  erfolgen, wobei sich eine ortsabhängige Phasenverschiebung  $\varphi$  ergibt zu:

$$\varphi = -\frac{k}{2f}(x^2 + y^2). \quad (2.30)$$

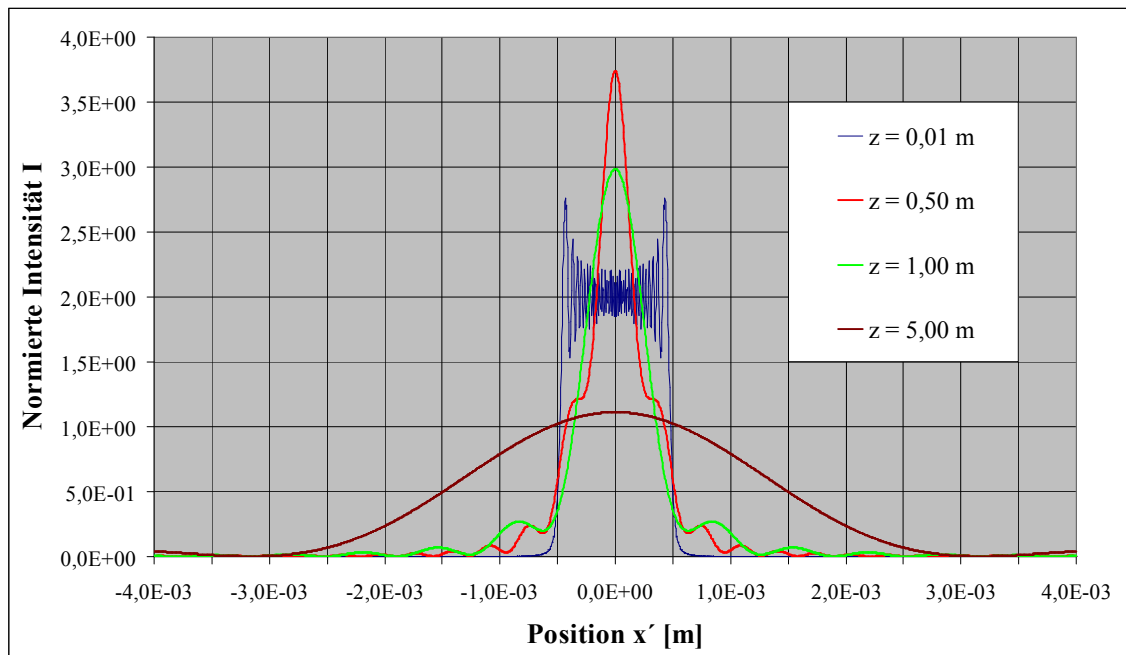
Somit kann der Linsendurchgang durch Multiplikation mit einer Linsentransmissionsfunktion  $\tau_{\text{Linse}}(x, y)$  mit:

$$\tau_{\text{Linse}}(x, y) = e^{-ik \frac{x^2 + y^2}{2f}} \quad \text{erfolgen.} \quad (2.31)$$

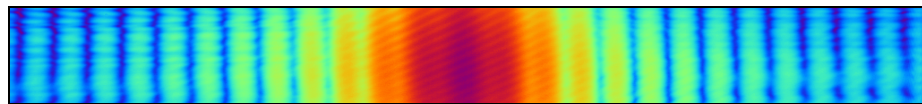
Wenn man sich im Bereich kurzer Entfernungen zwischen beugendem Objekt und Beugungsbild bewegen will, muss die Gl. 2.25 für das *Fresnel*-Integral benutzt werden. Setzt man die Transmissionsfunktion als Blendenfunktion  $f_B(x, y)$  in das Integral und  $z = f$ , so ergibt sich:

$$U_{\text{Fresnel}}(x', y', f) = c_Q \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x, y, 0) e^{-\frac{ik}{f}(x'x + y'y)} dx dy \quad \text{mit} \quad (2.32)$$

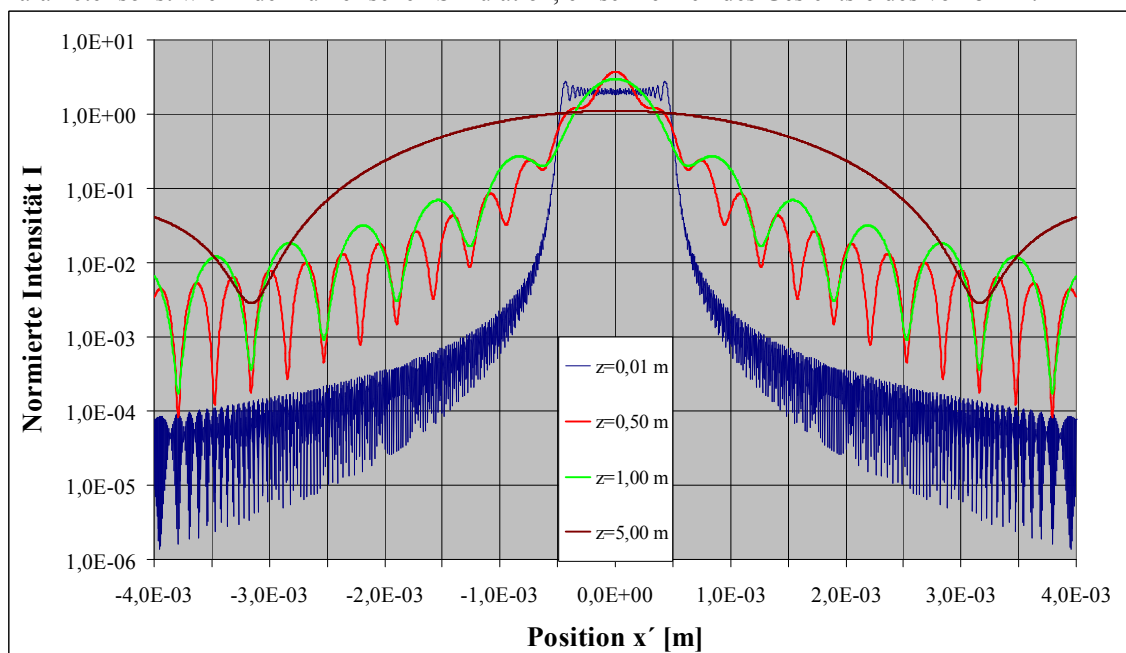
<sup>1</sup> Nach dem deutschen Optiker und Physiker *Joseph von Fraunhofer* (1787–1826).



**Abb. 2.10a** Darstellung der Intensität  $I$  in Abhängigkeit von der Position  $x'$  auf dem Schirm für verschiedene Abstände  $z$  zwischen beugendem Spalt und Schirm. Die Berechnung erfolgte durch numerische Lösung des Beugungsintegrals nach Gl. 2.19 für einen Spalt von  $2r = 1$  mm, der mit kohärentem Licht  $\lambda = 632,8$  nm beleuchtet wird. Der Spalt befindet sich zwischen den Positionen  $\pm 5,0 \cdot 10^{-4}$  m. Die Normierungsvorschrift lautet: Mittelwert zwischen  $\pm 1,0 \cdot 10^{-3}$  m wird auf 1,0 gesetzt. Eine analytische Lösung der *Fraunhofer*-Näherung ergibt:  $I(x') \propto r^{-2} (\sin(x' k r z^{-1}))^2$  und würde periodisch zu  $I=0$  durchmodulieren. Die Berechnung des Beugungsintegrals für  $z=1$  m (grün) erreicht im ersten Minimum 10 % und im zweiten Minimum 1 % von  $I(0)$ . Bei  $z=5$  m liegt das erste Minimum bereits weit unter 1 %.



**Abb. 2.10b** Falschfarbendarstellung einer Messung mit logarithmischer 120 dB Kamera für  $z=0,5$  m, Parameter sonst wie in der numerischen Simulation, einschließlich des Gesichtsfeldes von 8 mm.



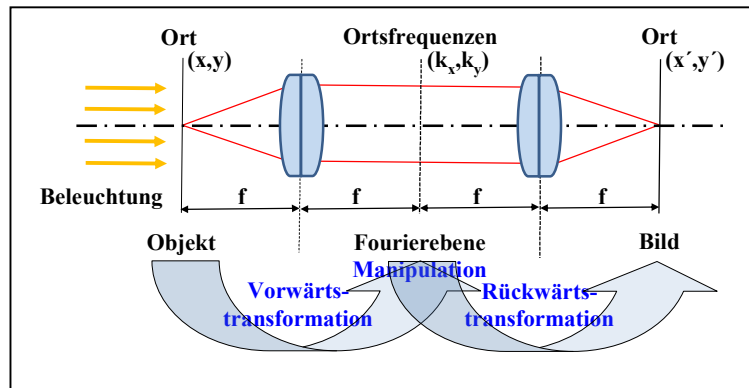
**Abb. 2.10c** Wie Abb. 2.10a nur logarithmische Darstellung der Intensität.

$$c_Q = \frac{k}{2\pi i f} e^{ikf + ik \frac{x'^2 + y'^2}{2f}} \quad \text{als Phasenverschiebung und}$$

$$E(x, y, 0) \quad \text{als Feldverteilung in der Linse.}$$

Dies führt somit wieder zur Struktur der *Fourier*-Transformation. Die Verlagerung des Feldes zum Brennpunkt vor der Linse bedingt lediglich eine Phasenänderung und das so entstandene System wird als *f-f*-Anordnung bezeichnet [2.29]. Die sich aus diesem Ansatz ergebene Beschreibung der Abbildung wird *Fourier*-Optik genannt und hat sich als effektives Werkzeug erwiesen, da die aus der *Fourier*-Theorie stammenden mathematischen Sätze, wie Verschiebungs<sup>1</sup>-, Ähnlichkeits<sup>2</sup>- und Faltungssatz<sup>3</sup> anwendbar werden.

Ein optisches System kann somit durch eine Optische Übertragungsfunktion (OÜF, gebräuchlicher ist die englische Bezeichnung OTF<sup>4</sup> oder auch TCC<sup>5</sup>) beschrieben werden. Die Veränderung zwischen Objekt und Bild kann als Manipulation in der *Fourier*-Ebene aufgefasst werden,



allgemeines optisches Abbildungssystem.

die sich wiederum auch nach dem Faltungssatz in einzelne Teilprozesse aufsplitten lässt (Abb. 2.11). Die OTF ist eine komplexwertige Funktion, der Betrag wird als Modulationsübertragungsfunktion (MÜF, englisch MTF<sup>6</sup>) bezeichnet. Veränderungen bezüglich der Phase werden in einem Phasenterm – der Phasenübertragungsfunktion (PÜF, englisch PTF<sup>7</sup>) – erfasst. Somit gilt:

$$OTF(f_{x'}, f_{y'}) = MTF(f_{x'}, f_{y'}) \cdot e^{i PTF(f_{x'}, f_{y'})} \quad \text{und} \quad MTF(f_{x'}, f_{y'}) = |OTF(f_{x'}, f_{y'})| \quad (2.33)$$

Die OTF ergibt sich als *Fourier*-Transformierte der Punktverwaschungsfunktion<sup>8</sup> (PVF, englisch PSF<sup>9</sup>):

$$OTF(f_{x'}, f_{y'}) = F^+[PSF(x, y)]. \quad (2.34)$$

<sup>1</sup> Die Verschiebung der beugenden Struktur in  $x$  und  $y$  verursacht eine lineare Phasenverschiebung:

$$F[E(x + \Delta x, y + \Delta y)](k_x, k_y) = e^{2\pi i (k_x \Delta x + k_y \Delta y)} F[E(x, y)](k_x, k_y).$$

<sup>2</sup> Eine Vergrößerung der Beugungsstruktur führt zu einer Verkleinerung der Fouriertransformierten:

$$F[E(ax, by)](k_x, k_y) = \frac{1}{|a||b|} F[E(x, y)]\left(\frac{k_x}{a}, \frac{k_y}{b}\right) \quad \text{wobei } a, b \neq 0 \text{ gelten muss.}$$

<sup>3</sup> Faltungen von Funktionen lassen sich in Multiplikationen überführen:

$$F[E_1(x, y) \otimes E_2(x, y)](k_x, k_y) = F[E_1(x, y)] \cdot F[E_2(x, y)].$$

<sup>4</sup> Akronym für die engl. Bezeichnung: **Optical Transfer Function**.

<sup>5</sup> Akronym für die engl. Bezeichnung: **Transmission Cross Coefficient**.

<sup>6</sup> Akronym für die engl. Bezeichnung: **Modulation Transfer Function**.

<sup>7</sup> Akronym für die engl. Bezeichnung: **Phase Transfer Function**.

<sup>8</sup> Antwort des optischen Systems in der Bildebene auf einen einzelnen kleinen Leuchtpunkt, dessen Größe kleiner als die Auflösung des Systems ist (Punktantwort).

<sup>9</sup> Akronym für die engl. Bezeichnung: **Point Spread Function**.

Zumeist wird in der Literatur die OTF bei inkohärenten Systemen im Zusammenhang mit Intensitätsspektren benutzt. Bei kohärenten Systemen wird die OTF sowohl bezüglich der Intensitäten [2.30] aber auch bezüglich der Erzeugung von Feldverteilungsfunktionen definiert [2.31].

### *Inkohärente, kohärente und partiell-kohärente Systeme*

Inkohärente Systeme – deren Anzahl klassisch überwiegt – sind linear bezüglich der Intensitäten, d. h., einzelne Intensitäten können addiert werden. Kohärente Systeme, deren Anzahl durch den Laser als Lichtquelle und holografische Anwendungen stetig wächst, sind linear bezüglich der komplexen Amplituden, d. h., die Amplituden der Feldstärken müssen addiert werden, wobei die Intensitäten proportional zum Quadrat der Amplituden sind. Zur Bestimmung der OTF kann zunächst die Amplituden-Übertragungsfunktion  $H(f_x, f_y)$  betrachtet werden mit  $f_x, f_y$  als Raumfrequenzen. Im kohärenten System entspricht diese direkt der Pupillenfunktion  $P(x, y)$  [2.32]. So gilt z. B. für eine Kreisblende mit dem Radius  $r$ :

$$P(x, y) = \text{circ}\left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{r}\right) \text{ bzw. } H(f_x, f_y) = \text{circ}\left(\frac{\sqrt{f_x^2 + f_y^2}}{f_0}\right) \text{ mit} \quad (2.35)$$

$$\text{circ}(\ ) \quad \text{als Kreisfunktion mit } w \text{ als Radius gilt: } \text{circ}(w) = \begin{cases} 1 & w < 1 \\ 0.5 & w = 1 \text{ und} \\ 0 & w > 1 \end{cases}$$

$$f_0 \quad \text{als sogenannte } \textit{cutoff}\text{-Frequenz mit } f_0 = \frac{r}{\lambda z}.$$

Der abrupte Sprung der Amplituden-Übertragungsfunktion der kohärenten Systeme bei  $f_0$  führt letztlich an Kanten zu einem beobachtbaren Überschwingen<sup>1</sup>, wie es aus der Signaltechnik von *Low*-Passfiltern bekannt ist (siehe Abb. 2.11). Abb. 2.12 zeigt eine Simulation einer 2-dimensionalen, kohärenten Abbildung mittels *Fourier*-Theorie. Das abzubildende Objekt ist ein Quadrat der Kantenlänge 1,0 mit der Intensität  $I = 0,5$  auf der Kante und  $I = 0,0$  bzw.  $I = 1,0$  im Außen- bzw. Innenraum. Das optische System soll beugungsbegrenzt durch eine Kreisblende mit dem Radius 1,0 sein. Nadelförmige *Fourier*-Transformierte wurden zur besseren Darstellung nichtlinear skaliert. Für aberrationsfreie, kohärente Systeme mit zirkularen Pupillen kann ein zu erwartender Intensitätswert genau an der Kantenposition bestimmt werden zu [2.30]:

$$I(0) = 0,25 \cdot (A_1^2 + 2A_1 A_2 \cos(\Delta\varphi) + A_2^2) \cdot |c(0)|^2 \quad \text{mit} \quad (2.36)$$

$A_1, A_2$  als Amplituden beiderseits der Kante,

$\Delta\varphi$  als Phasenunterschied beiderseits der Kante und

$c(0) = 1$  für konventionelle und konfokale Systeme bzw.  $c(0) = 0$  für kohärente Dunkelfeld-Systeme.

<sup>1</sup> Auch als Gibbssches Phänomen oder im engl. Sprachgebrauch als *ringing* bezeichnet.

Somit ergibt sich an der Sprungstelle der Transmission von 0,0 auf 1,0 im kohärenten Fall ein Intensitätswert von 0,25 zum asymptotischen, ungestörten Wert [2.33]. Abb. 2.14a/b zeigen dieses berechnet mittels *Fourier*-Theorie. In [2.30] erfolgt eine Bestimmung des Gradienten am Kantenort  $x = 0$  für konventionelle kohärente Systeme zu:

$$\left. \frac{dI}{dx} \right|_{x=0} = \frac{A_2^2 - A_1^2}{\pi} \approx 0,32 \cdot (A_2^2 - A_1^2). \quad (2.37)$$

Die inkohärente OTF ist die normierte Autokorrelationsfunktion der Amplituden-Übertragungsfunktion, die der kohärenten OTF entspricht<sup>1</sup> [2.34]:

$$OTF(f_x, f_y) = \frac{\int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} H\left(p + \frac{f_x}{2}, q + \frac{f_y}{2}\right) \cdot H^*\left(p - \frac{f_x}{2}, q - \frac{f_y}{2}\right) dp dq}{\int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} |H(p, q)|^2 dp dq}. \quad (2.38)$$

Die Gl. 2.38 verbindet kohärente und inkohärente Systeme. Bei inkohärenten Systemen ergibt sich für ein aberrationsfreies System mit radialer Pupille:

$$OTF(f_R) = \begin{cases} \frac{2}{\pi} \left[ \arccos\left(\frac{f_R}{2f_0}\right) - \frac{f_R}{2f_0} \sqrt{1 - \left(\frac{f_R}{2f_0}\right)^2} \right] & f_R \leq 2f_0 \\ 0 & f_R > 2f_0 \end{cases}. \quad (2.39)$$

Für beliebige Pupillenformen kann die OTF numerisch berechnet werden, indem die Pupillenfunktion *Fourier*-Transformiert wird, dann der quadratische Betrag berechnet wird und mittels der *Fourier*-Rücktransformation erhält man die gesuchte abbildungsfehlerfreie OTF. Abb. 2.13 zeigt analog zu Abb. 2.12 die Simulation einer 2-dimensionalen, inkohärenten Abbildung mittels *Fourier*-Theorie. Für aberrationsfreie, inkohärente Systeme mit zirkularen Pupillen kann ein zu erwartender Intensitätswert genau an der Kantenposition bestimmt werden zu:

$$I(0) = 0,5 \cdot (A_1^2 + A_1^2), \quad (2.40)$$

d. h., ein Intensitätswert von 0,5 an der Sprungstelle der Transmission von 0,0 auf 1,0. Gleichfalls in [2.30] erfolgt eine Bestimmung des Gradienten am Kantenort  $x=0$  für inkohärente Systeme und partiell-kohärente Systeme mit einem Kohärenzparameter von 1,0 zu:

$$\left. \frac{dI}{dx} \right|_{x=0} = \frac{8(A_2^2 - A_1^2)}{3\pi^2} \approx 0,27 \cdot (A_2^2 - A_1^2). \quad (2.41)$$

Zur Beurteilung eines optischen Systems kann das Frequenzspektrum der Intensitäten untersucht werden. Wie Gl. 2.39 für ein System mit kreisförmiger Pupille zeigt, überträgt die OTF im inkohärenten Fall Frequenzanteile bis zu einer Frequenz von  $2f_0$ . Dies bedeutet aber nicht, dass ein kohärentes System generell unschärfere Bilder über-

<sup>1</sup> Diese Beziehung wird auch Duffieux-Integral genannt, nach dem französischen Physiker *Pierre-Michel Duffieux* (1891–1976), der mit der Veröffentlichung: *L'intégrale de Fourier et ses applications à l'optique* von 1946 als Pionier der Fourier-Optik gilt.



trägt. So kann z. B. an Kosinus-Objekten mit Ortsfrequenzen zwischen  $0.5f_0$  und  $f_0$  gezeigt werden, dass ein kohärentes System von Vorteil sein kann [2.35].

Der Normalfall einer mikroskopischen Abbildung bewegt sich in einem komplexeren Fall der partiell-kohärenten Beleuchtung mit einem Kohärenzparameter  $S$  von  $1 \geq S \geq 0,2$ . Zahlreiche theoretische Arbeiten betonen die Objektabhängigkeit der OTF im partiell-kohärenten Fall und untersuchen das Verhalten für bestimmte Objektklassen [2.20], [2.36]–[2.37]. Diese Untersuchungen zum Einfluss der Defokussierung, insbesondere an Phasenobjekten, erfolgten mithilfe der *Hopkinsschen*<sup>1</sup> Theorie [2.38]–[2.39]. Für eindimensionale, beugungsbegrenzte Problemstellungen zur Intensitätsberechnung mit reduzierten Koordinaten ergibt sich danach:

$$I(x') \propto \int_{-S}^{+S} dx_0 \left| \int_{-1}^{+1} d\gamma T(x_0 + \gamma) e^{i(D\gamma^2 - \gamma x')} \right|^2 \quad \text{mit} \quad (2.42)$$

$T(x_0 + \gamma)$  als *Fourier*-Transformierte der komplexen Objektfunktion,

$D$  als Defokussierung  $D = \frac{2\varepsilon}{\lambda}$  mit  $\varepsilon$  als Abstand zum Fokuspunkt.

Die obigen Arbeiten zeigen bei Phasenobjekten – die im Rahmen dieser Arbeit nicht betrachtet werden – ein komplexes Verhalten der Intensitätsverteilungen bezüglich Kohärenzparameter, Defokussierung und Phasensprüngen.

In [2.30] wird ein optisches System mit dem Kohärenzparameter  $S = 1,0$  als partiell-kohärent betrachtet – vielfach wird dieser Fall als quasi inkohärent angesehen – und ein zu erwartender Intensitätswert genau an der Kantenposition bestimmt zu:

$$I(0) = \frac{1}{3} \cdot (A_1^2 + 2A_1 A_2 \cos(\Delta\varphi) + A_2^2) \quad , \quad (2.43)$$

wobei sich der Gradient an dieser Stelle entsprechend Gl. 2.41 ergibt.

Praktisch wird die OTF der meisten optischen Systeme durch Aberrationen beeinflusst. Klassische Arbeiten [2.41] – aber auch aktuelle Beiträge renommierter Einrichtungen [2.42] – beschäftigen sich mit der Berücksichtigung von Abbildungsfehlern in der OTF oder PSF. Dazu werden Aberrationsfunktion  $W(f_x, f_y)$  oder  $W(x, y)$  zur Beschreibung der Abweichung von der gewünschten Wellenfrontform eingeführt. Die einfachste Abweichung ist eine Defokussierung, die für bestimmte Pupillenformen relativ einfache analytische Formeln für die OTF ergeben [2.43]. Andererseits ist es auch möglich durch gezielte Manipulation der OTF das optische System für bestimmte Objektklassen zu optimieren [2.37], [2.44].

Getrieben durch die Anforderungen der konfokalen Mikroskopie erfolgte eine Erweiterung der OTF als 3-dimensionale Funktion [2.45]. Wegen der zumeist vorhandenen Rotationssymmetrie können die sich gleich verhaltenen transversalen x/y-Komponenten durch eine radiale Komponente zusammengefasst werden. Die z-Komponente wird dann als axialer Parameter verstanden und eine 2-dimensionale Darstellung der OTF ist

<sup>1</sup> *Harold H. Hopkins* (1918–1994) engl. Physiker am *Imperial College London*, führte in den 50er bis 80er Jahren des letzten Jahrhunderts die Arbeiten zur Bildentstehung von *Rayleigh* (1896) und *Duffieux* (1946 zur Fourier-Optik) weiter und betrachtete insbesondere ab 1955 auch nicht-paraxiale Systeme [2.40].

wieder möglich. Abb. 2.15 zeigt eine in den 90er Jahren vorgeschlagene analytisch hergeleitete OFT für ein kohärentes, konfokales Durchlichtsystem [2.46] mit:

$$OTF(f_r, f_z) = \frac{1}{f_r} \cdot \sqrt{1 - \left( \frac{|f_z|}{f_r} + \frac{f_r}{2} \right)^2} \quad \text{für} \quad (2.44)$$

$$\left( \frac{|f_z|}{f_r} + \frac{f_r}{2} \right)^2 \leq 1 \quad \text{mit einer Singularität bei } f_r = 0 \text{ und}$$

$$f_r = \sqrt{f_x^2 + f_y^2} \quad \text{als transversale Ortsfrequenz und}$$

$$f_z \quad \text{als radiale Ortsfrequenz.}$$

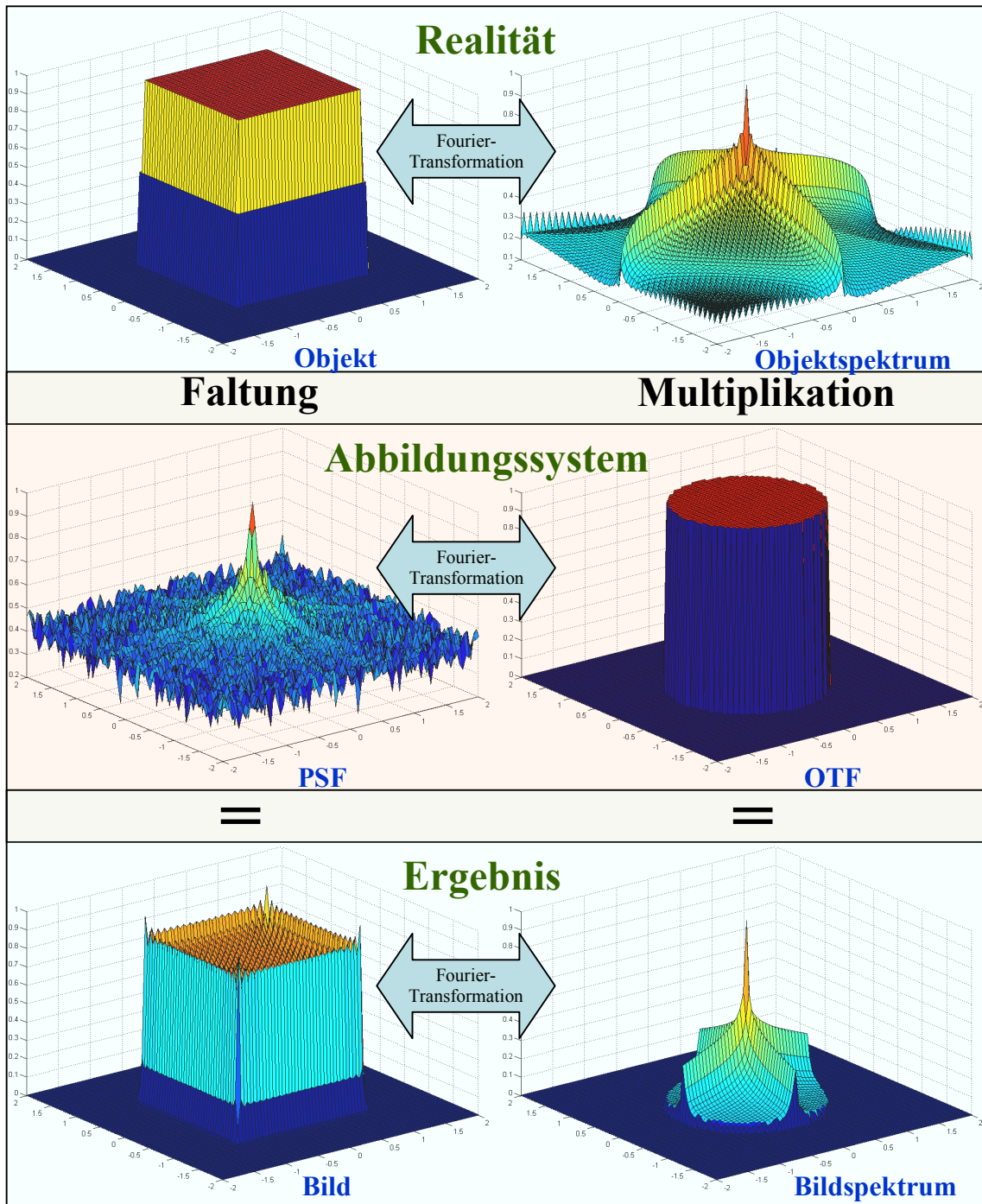
### Weitere Modelle

Die oben beschriebene *Huygenssche* Betrachtung der Ausbreitung von Licht führt auch zu einem praktikablen Modell durch die Betrachtung von Flächen gleicher Phase. Die im Allgemeinen gekrümmten Flächen werden als Wellenfronten bezeichnet, wobei die Ausbreitungsrichtung stets senkrecht zur Wellenfront liegt. Insbesondere zur Beschreibung und messtechnischen Erfassung realer, nicht-beugungsbegrenzter, d. h., mit Abbildungsfehlern behafteter Systeme ist die Analyse der Wellenfronten hilfreich.

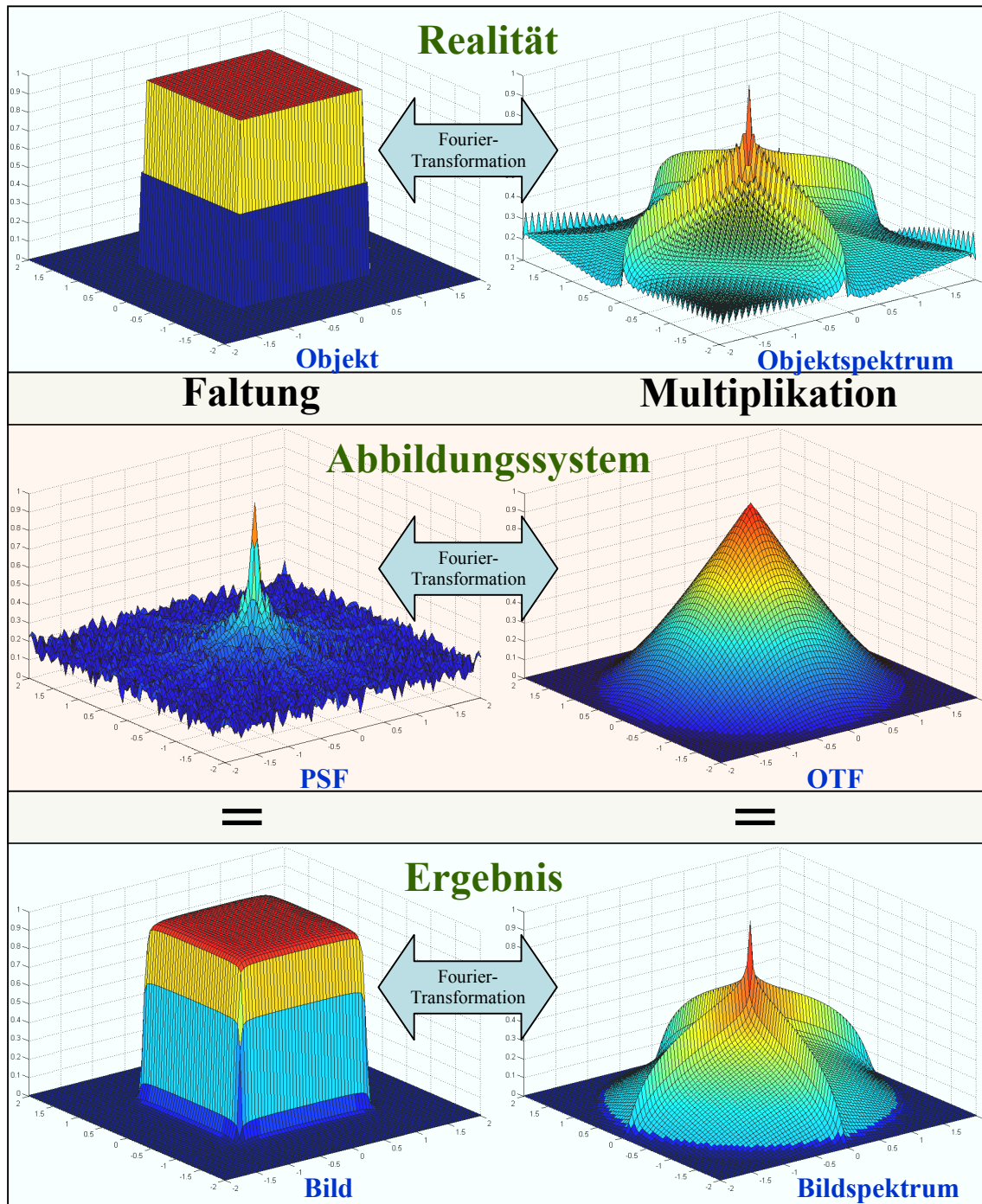
Bisher wurden Modelle für die Abbildung mit monochromatischem Licht betrachtet. Es ist aber möglich, das skalare Modell auch für nicht-monochromatisches Licht zu erweitern. Auch die Einbeziehung der Polarisierung ist durch ein vektorielles Modell möglich. Diese weiteren Modelle einschließlich der Nichtlinearen Optik<sup>1</sup> und auch die bereits unter 2.1 angedeutete Beschreibung der Lichtausbreitung unter Einbeziehung von Quanteneffekten sind im Rahmen dieser Arbeit für die Lichtausbreitung nicht von Bedeutung, da die zugrunde liegenden Effekte bereits im Rahmen der *Fourier*-Optik ausreichend beschrieben werden können.

---

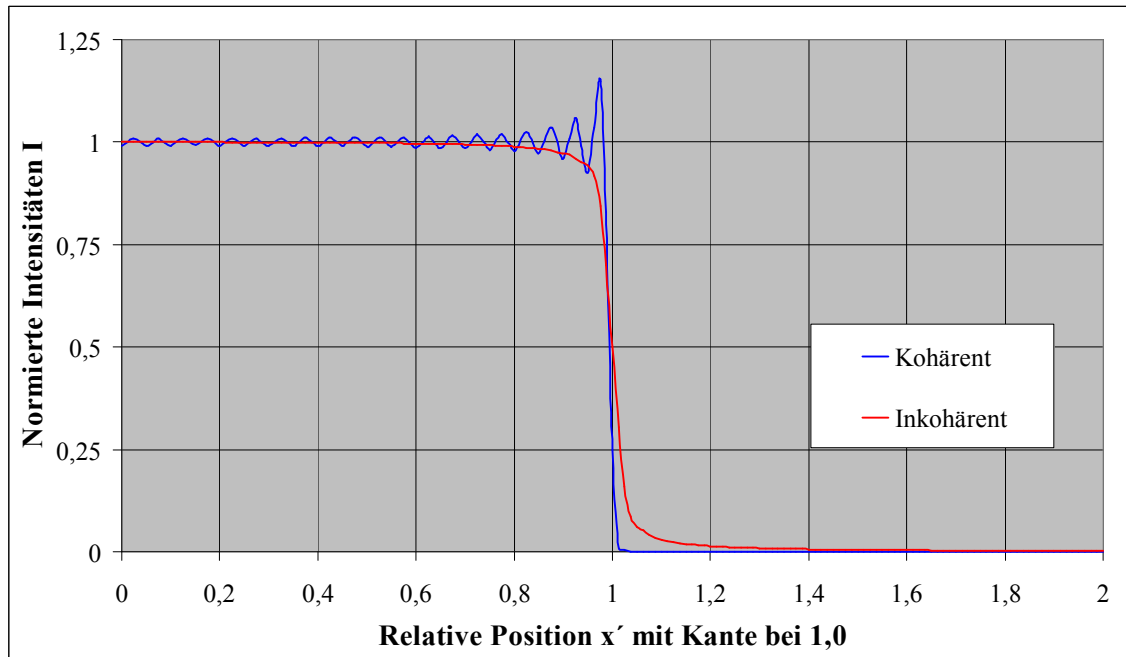
<sup>1</sup> Insbesondere bei hohen Feldstärken der Verlust von linearen Zusammenhängen bezüglich der spezifischer Medieneigenschaften.



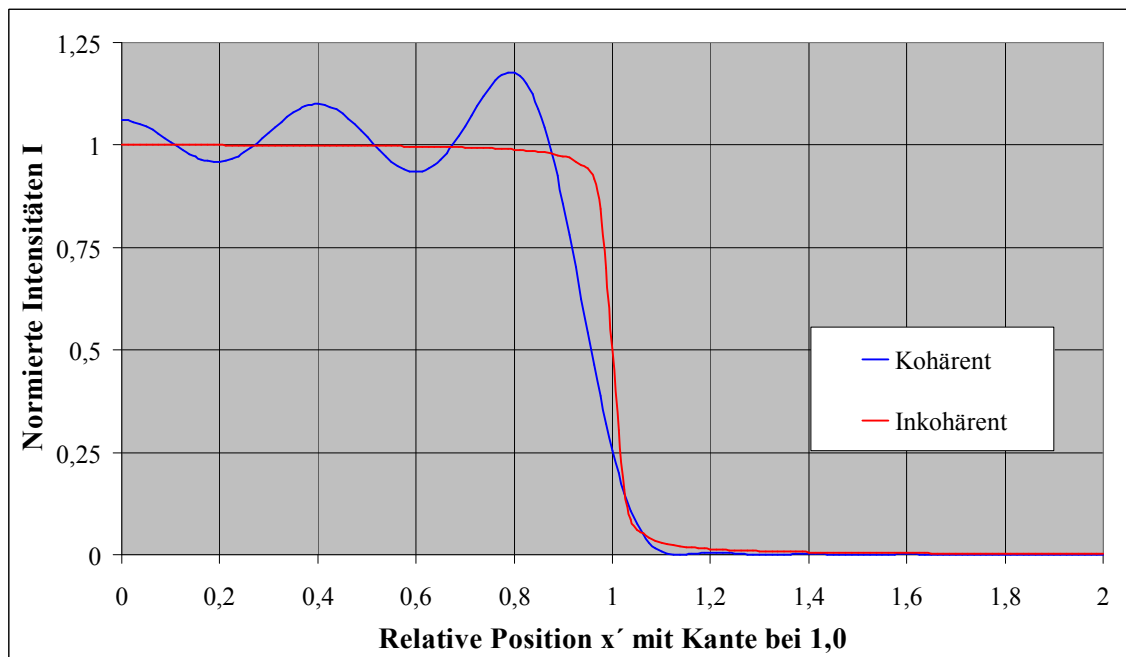
**Abb. 2.12** Schematische Darstellung einer aberrationsfreien, kohärenten Abbildung, die nur durch eine Kreisblende beugungsbegrenzt ist und mittels *Fourier*-Theorie beschrieben wird. Das Objekt ist ein Einheits-Quadrat mit einer Intensität von 0,5 auf der Kante, 1,0 im Innen- und 0,0 im Außenbereich. Die Abbildung wird nur durch eine Kreisblende mit dem Radius 1,0 beeinflusst, die im Innenbereich eine Transmission von 1,0 und im Außenbereich von 0,0 hat. Die OTF entspricht der Pupillenfunktion der Kreisblende. Alle Werte wurden immer auf den Maximalwert normiert. Bei komplexen Werten wurde der jeweilige Betrag betrachtet. Die Spektrwerte sind logarithmisch dargestellt. Für die Werte der PSF wurde eine nichtlineare Darstellung entsprechend  $\sqrt[3]{\phantom{x}}$  gewählt. Klar erkennbar ist das Abschneiden der höheren Frequenzen im Bildspektrum durch die Multiplikation mit säulenförmigen OTF. An den Ecken ist das Überspringen durch die Überlagerung von x- und y-Richtung besonders stark.



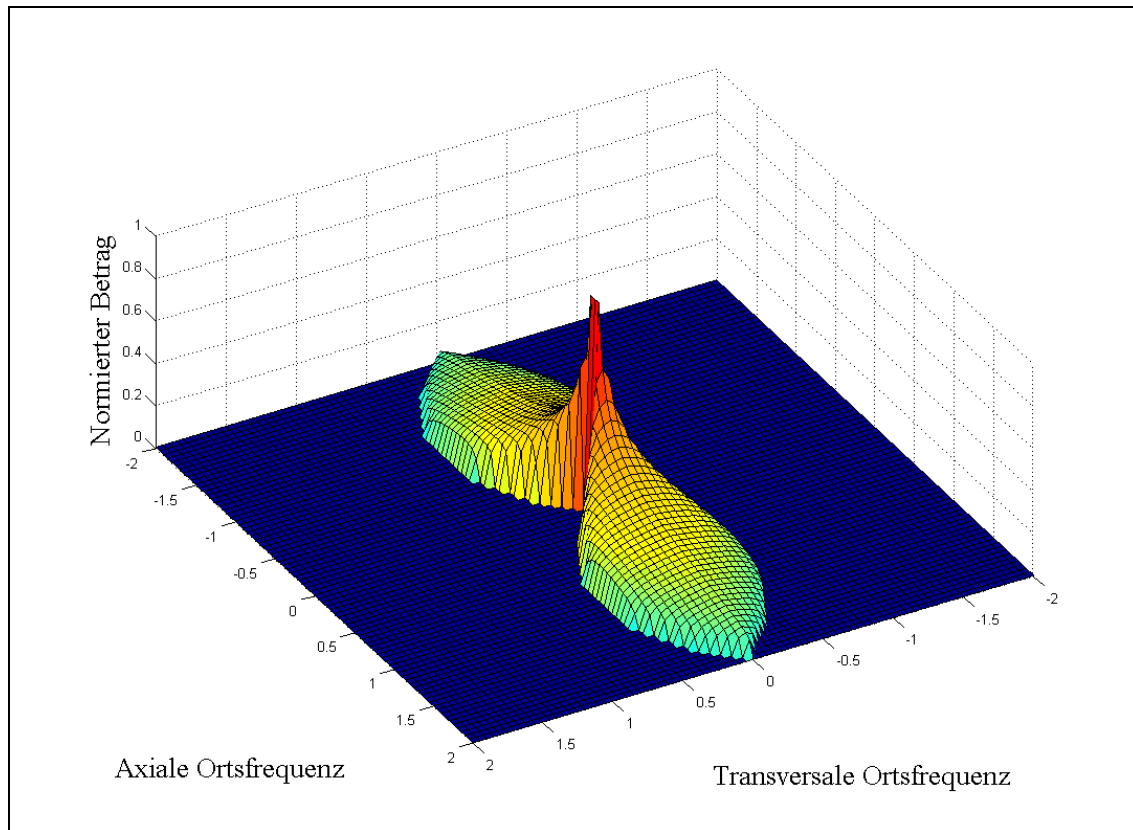
**Abb. 2.13** Schematische Darstellung einer aberrationsfreien, inkohärenten Abbildung, die nur durch eine Kreisblende beugungsbegrenzt ist und mittels *Fourier*-Theorie beschrieben wird. Objekt, Pupillenfunktion, Normierung und Skalierung wie bei Abb. 2.12. Die OTF wurde entsprechend Gl. 2.38 als normierte Autokorrelationsfunktion der Pupillenfunktion berechnet und entspricht den Werten nach Gl. 2.39. Die kegelförmige OTF überträgt in diesem Fall mehr Frequenzen des Objektspektrums, dämpft aber deutlich höhere Frequenzen, was zu einer Abrundung der Übergänge führt. An den Ecken ist dieser Effekt durch die Überlagerung von x- und y-Richtung wieder besonders deutlich.



**Abb. 2.14a** Mittels *Fourier*-Theorie erstellte Simulation des Intensitätsverlaufs im Bild einer Kante bei einem Blendenradius von 1,0. Die Abb. entspricht einem Schnitt durch Abb. 2.12 bzw. Abb. 2.13 von Mittelpunkt (0,0) zum Punkt (2,0). Die Kante wurde durch eine Pixelfolge der Objektintensitäten 1,0–0,5–0,0 definiert mit 0,5 an der x-Position 1,0. Die normierte Intensität in der Kantenmitte beträgt im inkohärenten Fall 0,5 und im kohärenten Fall 0,25. Der Gradient der kohärenten Abbildung ist am Kantenpunkt größer als im inkohärenten Fall.



**Abb. 2.14b** Mittels *Fourier*-Theorie erstellte Simulation des Intensitätsverlaufs im Bild einer Kante bei einem Blendenradius von nur 0,125. Die Abb. entspricht sonst wie oben einem Schnitt durch Abb. 2.12 bzw. Abb. 2.13 von Mittelpunkt (0,0) zum Punkt (2,0). Die Kante wurde wieder durch eine Pixelfolge der Objektintensitäten 1,0–0,5–0,0 definiert mit 0,5 an der x-Position 1,0. Die normierte Intensität in der Kantenmitte beträgt auch wieder im inkohärenten Fall 0,5 und im kohärenten Fall 0,25. Der Gradient der inkohärenten Abbildung ist aber jetzt am Kantenpunkt größer als im kohärenten Fall.



**Abb. 2.15** Beispiel einer theoretischen OTF eines kohärenten, konfokalen Durchlichtsystems nach [2.46].

### *Messtechnische Erfassung realer Abbildungssysteme*

Aufgrund der immer vorhandenen Abbildungsfehler, die konstruktive oder fertigungstechnische Ursachen haben können, ist es oft wünschenswert die reale OTF zu kennen, um Abweichungen korrigieren zu können.

### *Wellenfrontanalyse*

Dieses Verfahren wurde im Bereich der Präzisionsmesstechnik schon über eine lange Zeit angewendet, wobei die Bilderzeugung zumeist durch Interferenz mit einer Referenzebene realisiert wurde. Durch die technologische Beherrschung von CCD-Sensoren in Verbindung mit Mikrolinsen konnte der sogenannte *Shack<sup>1</sup>-Hartmann<sup>2</sup>* Sensor breite Anwendungsgebiete für die Wellenfrontanalyse eröffnen. So erfolgt z. B. in der Ophthalmologie mit Aberrometern eine Bestimmung der Wellenfront der Linse des menschlichen Auges mit *Shack-Hartmann* Sensoren. Aus diesen Messungen können dann OTFs (entsprechend Gl. 2.38) und somit PSFs und MTFs abgeleitet werden. Dadurch ist nachfolgend z. B. eine Simulation von Veränderungen bezüglich der Abbildungsfehler für den Patienten möglich [2.47]. Die Wellenfrontanalyse konnte im Rahmen dieser Arbeit aus Kostengründen nicht eingesetzt werden.

<sup>1</sup> *Roland V. Shack*, entwickelte den Hartmann-Test Ende der 60er Jahre am *Optical Sciences Center* der Universität von Arizona weiter und war dort von 1969–2002 Professor für *Optical Science* [2.48].

<sup>2</sup> *Johannes Franz Hartmann* (1865–1936), deutscher Astronom, entwickelte um 1900 einen auf Lochblenden beruhenden optischen Test für Fernrohre.

### Bestimmung der Optischen Übertragungsfunktion (OTF)

Die direkteste Methode zur Bestimmung der OTF ist die Messung der PSF und deren *Fourier*-Transformation entsprechend Gl. 2.34. Problematisch ist, dass das Kreisobjekt nicht beliebig klein werden kann, da sonst auch die Intensität verschwindet. Besonders bei mikroskopischen Systemen ist dieses Verfahren nur begrenzt einsetzbar, wird aber in der konfokalen Fluoreszenz-Mikroskopie erfolgreich angewendet.

Theoretisch ist auch eine Kontrastmessung mit verschiedenen Sinus-Gitter-Objekten möglich, wobei derartige Gitter praktisch sehr problematisch zu realisieren sind. Werden rein binäre Linien-Objekte und deren Übertragung betrachtet, so kann das System mittels einer Kontrastübertragungsfunktion<sup>1</sup> (KÜF) beschrieben werden. Dieses Verfahren ist besonders für Photoobjektive üblich.

Die Betrachtung eines schmalen, unendlichen Linien-Objekts führt zur Linienbildfunktion<sup>2</sup> bzw. für endliche Linien-Objekte zur FLSF<sup>3</sup>. Die Beziehung zur PSF ergibt sich unter der Annahme von Rauschfreiheit, Rotationssymmetrie und linearer Verschiebungsunabhängigkeit<sup>4</sup> durch die *Abel*<sup>5</sup>-Transformation bzw. durch die sogenannte unvollständige *Abel*-Transformation [2.49]:

$$A_L[PSF(x)] = 2 \int_0^{L_{\max}} PSF(\sqrt{x^2 + y^2}) dy \quad \text{mit} \quad f_x \geq 0 \quad (2.45)$$

$A_L[\ ]$  als *Abel*-Transformation, womit

$A_L[PSF(x)]$  die LSF bzw. die FLSF darstellt und

$L_{\max} = \infty$  bei unendlicher Linienlänge bzw.

$L_{\max} = \frac{L}{2}$  bei endlicher Linienlänge  $L$  gilt.

Notwendig für die Erzeugung der PSF aus der LSF bzw. FLSF ist somit eine inverse *Abel*-Transformation. Für die LSF kann Gl. 2.45 umgeformt werden zu:

$$LSF(x) = \int_x^{\infty} \frac{2PSF(r)r}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr \quad \text{woraus sich:} \quad (2.46)$$

$$PSF(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{\infty} \frac{LSF'(x)}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx \quad \text{ergibt.} \quad (2.47)$$

Für die Behandlung der FLSF existieren Verfahren, die durch zusätzliche Korrekturterme mittels Methoden der *Fourier*-Transformation oder durch numerische Verfahren [2.49]–[2.51], eine inverse unvollständige *Abel*-Transformation realisieren.

Insbesondere bei mikroskopischen Systemen ist die Realisierung einer Kante einfacher, als die Realisierung einer Linie mit einer Breite unterhalb der Größe der Wellenlänge des Lichts. Die erste Ableitung dieser gewonnen Kantenverwaschungsfunktion (ESF<sup>6</sup>) kann als LSF betrachtet werden. Als problematisch wird sich allerdings ein zu

<sup>1</sup> Übliche Einheit ist Linienpaare pro Millimeter: Lp/mm.

<sup>2</sup> Die engl. Bezeichnung lautet: *Line Spread Function (LSF)*.

<sup>3</sup> Nach der engl. Bezeichnung für *Finite-length Line Spread Function*.

<sup>4</sup> Funktion ändert sich nicht, wenn die Lage des Objektes verschoben wird, engl.: *shift-invariant*.

<sup>5</sup> *Niels Henrik Abel* (1802–1829), norwegischer Mathematiker.

<sup>6</sup> Akronym der engl. Bezeichnung: *Edge Spread Function*.



starker Rauschanteil im Bildsignal erweisen. Auch Änderungen des Justagezustandes nach der Bestimmung der PSF und damit verbundene Änderungen der Abbildungseigenschaften können zu Fehlern bei der Benutzung der abgeleiteten OTF führen. Daher wird verbreitet auf die experimentelle Bestimmung der PSF verzichtet und eine theoretische PSF benutzt oder es wird versucht, die aktuelle OTF iterativ direkt aus Bildern mit realen Strukturen zu bestimmen. So werden Methoden wie die *Blind Deconvolution*<sup>1</sup> und Algorithmen der mathematischen Statistik – wie die *Maximum-Likelihood* (ML)<sup>2</sup> Methode und *Expectation-Maximization*<sup>3</sup> (EM) – erfolgreich eingesetzt [2.52]. Allen Verfahren ist gemeinsam, dass eine gute Schätzung der Ausgangs PSF vorteilhaft ist und dass eine Konvergenz zu lokalen Extrema erfolgt, d. h., die gefundene Lösung muss nicht zwingend optimal sein. Die Abb. 2.16a–f und 2.17a–f zeigen gemessene PSF und ESF für ein Durchlicht-Mikroskop in Abhängigkeit von der Fokusposition. Die PSFs und ESFs, die bei kohärenter Beleuchtung erzeugt wurden, sind deutlich strukturierter.

Die gemessenen PSFs werden aufgrund der endlichen Objektgröße zu breit im Vergleich zur realen PSF sein. Die Ableitung der PSF aus der ESF scheint energetisch günstiger zu sein, sie ist aber problematisch wegen der zweifachen Differenziation (1. Ableitung zur Bestimmung der LSF und 2. Ableitung im Integral der inversen Abel-Transformation). Dies kann durch die diskreten, mit Rauschen behafteten Messwerte zu stark un stetigen Kurven für die PSF führen. Weiterhin sind realistische Werte für den Bereich  $x \rightarrow 0$  problematisch. Die Ableitung der PSF aus der ESF beginnt beim Maximum der 1. Ableitung und erfolgt dann in zwei Richtungen. Bei einer idealen Kante sollte der Kurvenverlauf der ESF in beiden Richtungen symmetrisch sein. Ist die reale Kante nicht durch eine symmetrische Sprungfunktion darstellbar, so kann die Asymmetrie der Transmissionsfunktion der Kante zu zwei verschiedenen PSF führen. Zumeist wird bei partieller Kohärenz die stärker oszillierende Richtung für die Ableitung der PSF geeigneter sein (Abb. 2.18a/b). Unsymmetrische Oszillationen sind z. B. bei Chromstrukturen auf Glas zu erwarten, da eine sprunghafte Transmissionsabnahme an der Kante nicht zu erwarten ist. Es kann daher sinnvoll sein, für den Übergangsbereich einen stetigen Funktionsverlauf anzunehmen (Abb. 2.19).

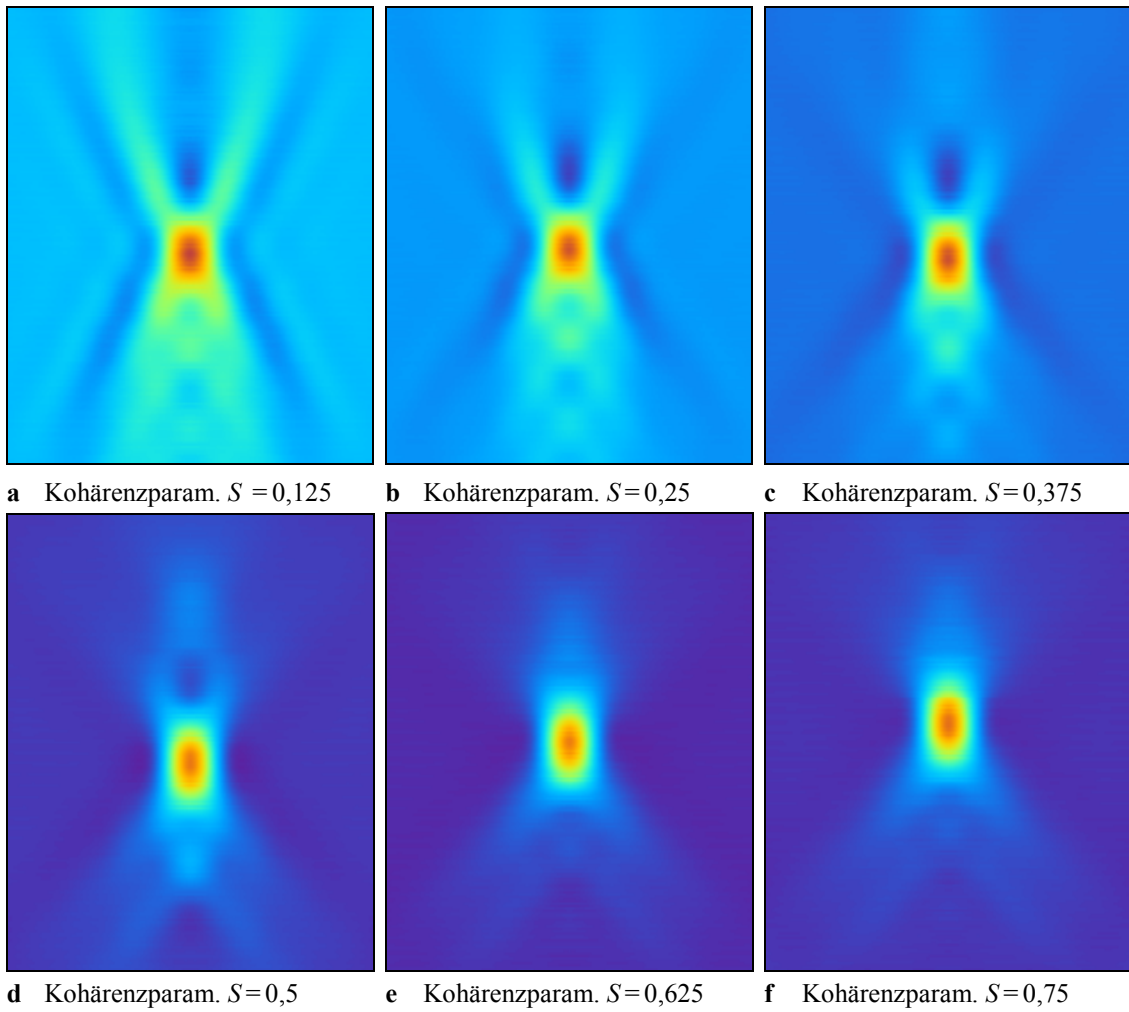
Sind Kriterien für eine Verbesserung der PSF definierbar, wie beispielsweise der Vergleich einer Simulation der Abbildung eines bekannten Objektes mit der PSF und einer realen Abbildung des Objektes, so lässt sich eine geeignete Gütefunktion einführen, die den Grad der Korrelation zwischen Messung und Simulation beschreibt. Die iterative Änderung der parametrisierten PSF, verbunden mit einer Überprüfung anhand der Gütefunktion, kann zu einer realistischeren PSF führen (Abb. 2.20). Im Allgemeinen ist der Rechenaufwand durch die wiederholte Simulation der Abbildung erheblich.

<sup>1</sup> Oberbegriff für zahlreiche Methoden, die eine Bildverbesserung durch eine sich verbessernde Schätzung für die PSF versuchen, der realen PSF nahe zu kommen und je nach Methode, Komplexität der realen PSF und der Objekte unterschiedlich erfolgreich sind.

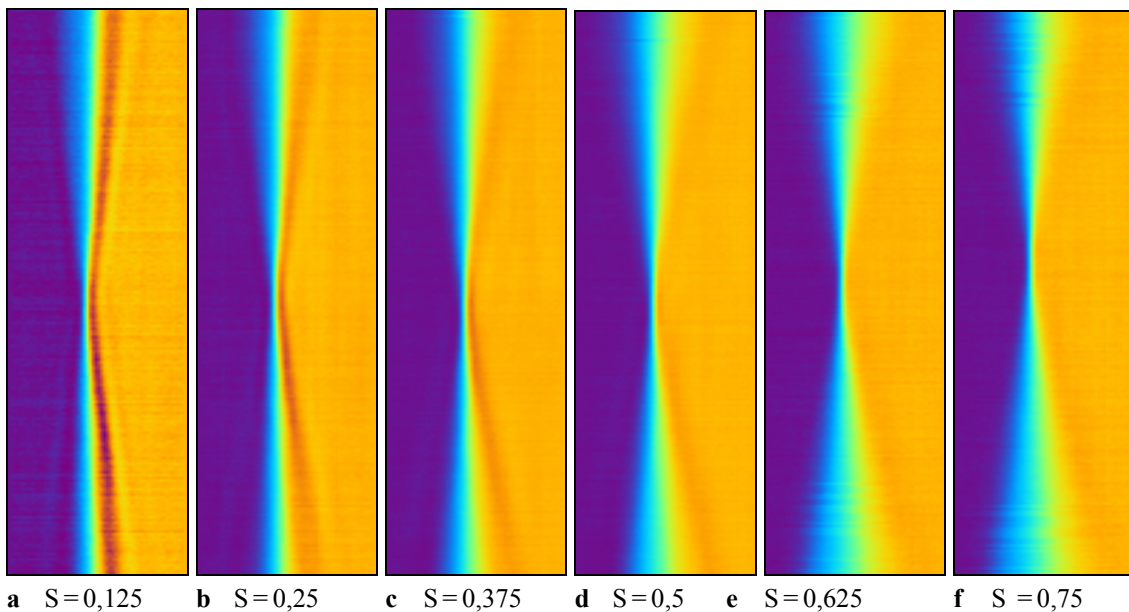
<sup>2</sup> Die Methode versucht Schätzungen so zu erstellen, dass die Ergebnisse der Stichprobe am wahrscheinlichsten werden [2.53].

<sup>3</sup> Iterative, zweistufige Methode, die auch verborgene Parameter berücksichtigen kann und im zweiten Schritt die ML-Methode benutzt [2.54].

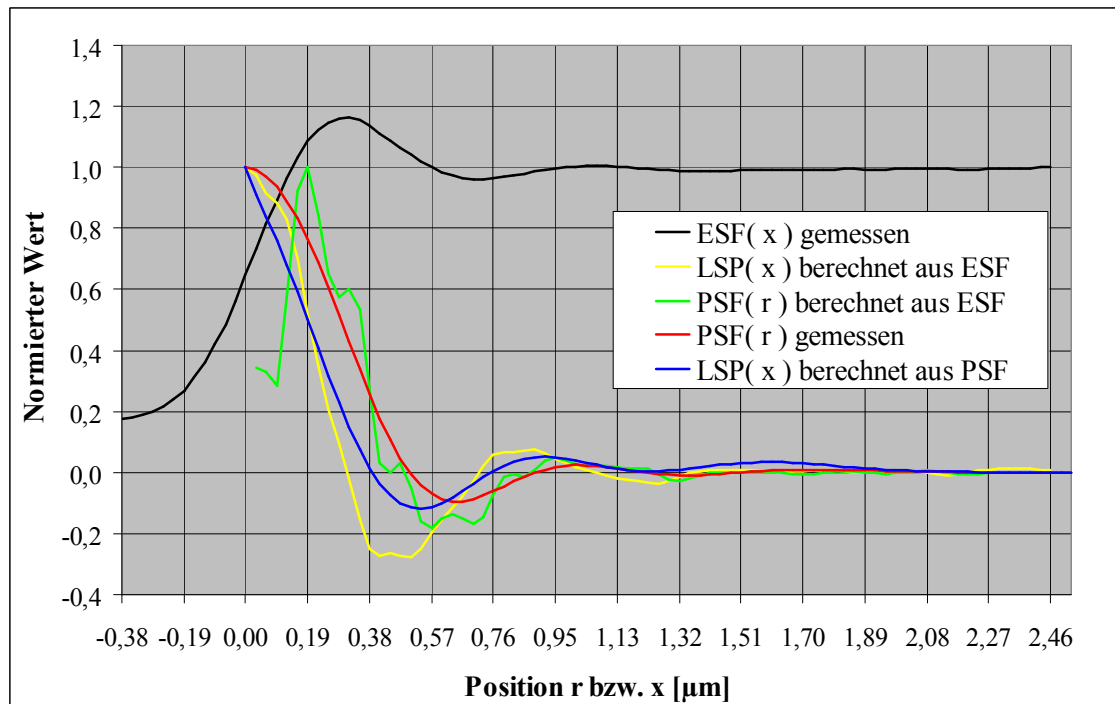




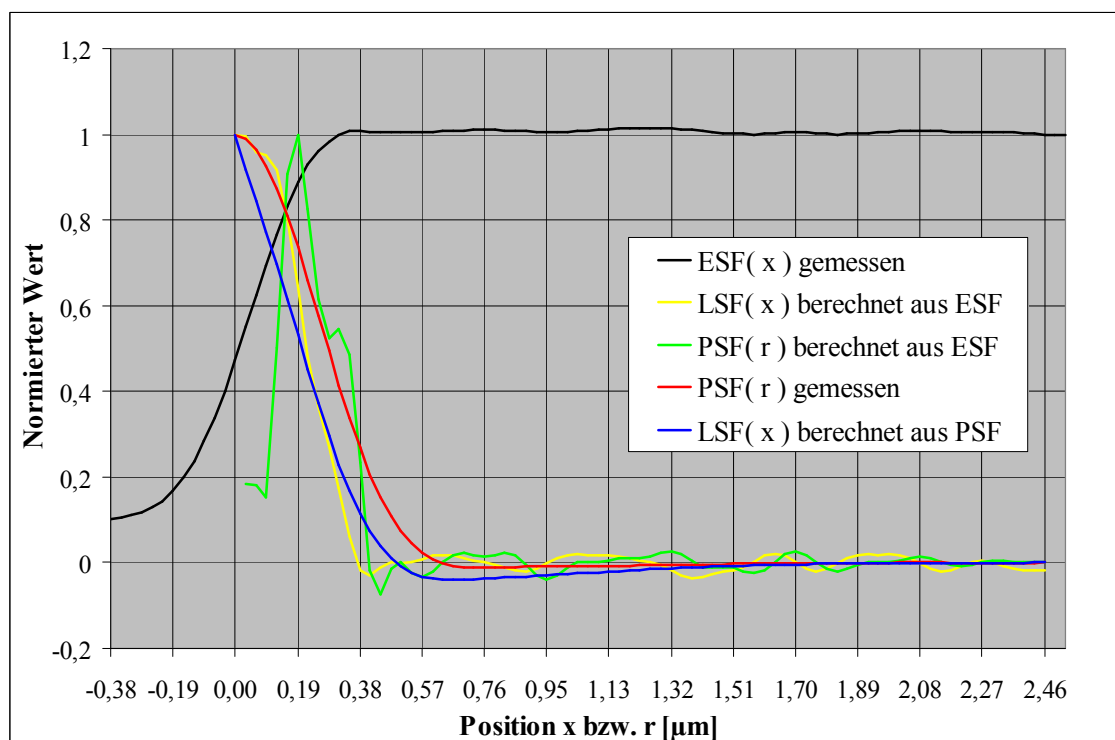
**Abb. 2.16a–f** XZ-Falschfarbendarstellung (dunkel: blau, hell: rot) der  $PSF(r, z)$  eines Planachromaten 50x/0,80 mit Beleuchtungsaperturen von 0,1 (a) bis 0,6 (f) für den Radiusbereich  $r = \pm 2,5 \mu\text{m}$  und einem Höhenbereich  $z = \pm 5 \mu\text{m}$  (Durchlichtverfahren).



**Abb. 2.17a–f** XZ-Falschfarbendarstellung (dunkel: blau, hell: rot) der  $ESF(x, z)$  eines Planachromaten 50x/0,80 mit Beleuchtungsaperturen von 0,1 (a) bis 0,6 (f) für den Positionsbereich von  $8 \mu\text{m}$  und einem Höhenbereich  $z = \pm 5 \mu\text{m}$  (Durchlichtverfahren).

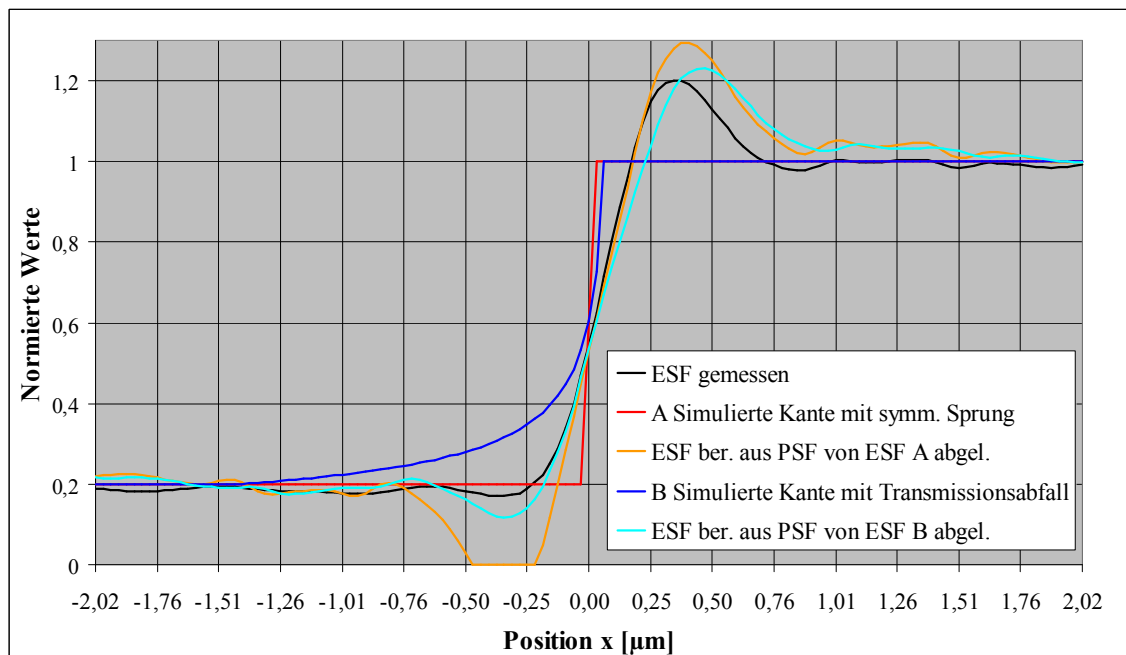


**Abb. 2.18a** Darstellung gemessener ESF und PSF eines Systems mit einem Planachromat 50x/0,80 bei einer Beleuchtungsapertur von 0,1 (Kohärenzparameter  $S=0,125$ ) und Best-Fokus-Position mit daraus durch Differenziation und inverse Abel-Transformation abgeleiteten Funktionen. Negative Werte der gemessenen PSF entstehen durch eine Streulicht-Offset-Kompensation an dem verwendeten dunklen<sup>1</sup> Testobjekt.

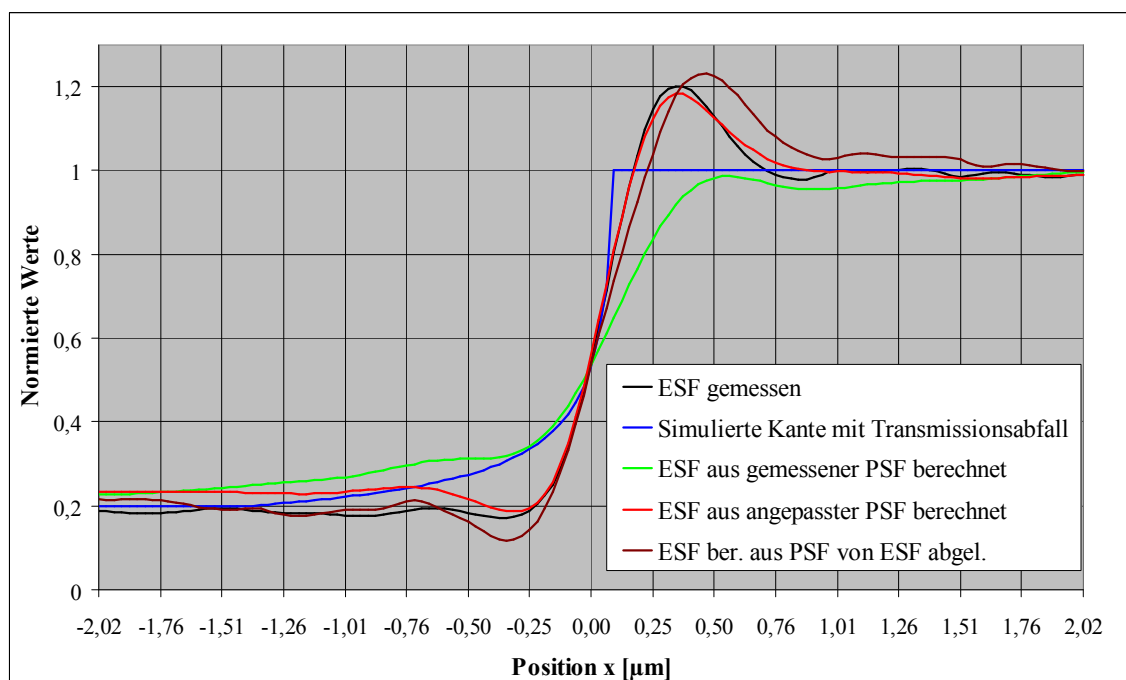


**Abb. 2.18b** Wie Abb. 2.14a nur mit einer Beleuchtungsapertur von 0,6 (Kohärenzparameter  $S=0,75$ ).

<sup>1</sup> Nach dem Prinzip von *Jacques Babinet* (1794–1872, französischer Physiker) sind Beugungserscheinungen außerhalb des direkten Strahls hinter komplementären Blenden identisch.



**Abb. 2.19** Vergleich von gemessener und berechneten ESFs für angenommene Kanten mit (A) einem sprunghaften bzw. (B) einem zu  $x^{-0,5}$  proportionalen Transmissionsverlauf. Die Normierung erfolgte auf die Randwerte 0,2 bzw. 1,0, negative Werte wurden ausgeblendet.



**Abb. 2.20** Vergleich von gemessenen und berechneten ESFs für eine angenommene Kante mit einem Transmissionsabfall entsprechend  $x^{-0,5}$ . Die erste Simulation erfolgt auf der Basis einer gemessenen PSF. Die Annahme eines stetigen, asymmetrischen Transmissionsabfall führt zu einer Dämpfung der Oszillation im dunklen Bereich, die der gemessenen ESF besser entspricht. Die folgende Anpassung der PSF verbessert die Übereinstimmung entscheidend. Die Anpassung der PSF erfolgt durch 55 Iterationsschritte mit je 80 PSF-Teilabschnitten, die jeweils um  $\pm 1\%$  variiert werden. Als Gütefunktion für die Verbesserung wurde die mittlere quadratische Differenz zwischen gemessener und berechneter ESF definiert. Die zweite Simulation basiert auf einer PSF, die aus dem Bereich  $x=0 \dots 2 \mu\text{m}$  der ESF erzeugt wurde.

Steht bei der Untersuchung von optischen Systemen nur der Vergleich sehr ähnlicher Systeme – wie beispielsweise bei der Qualitätskontrolle von Objektiven – im Vordergrund, wird vielfach eine eindimensionale Betrachtung bevorzugt und die Modulationsübertragungsfunktion beschrieben als:

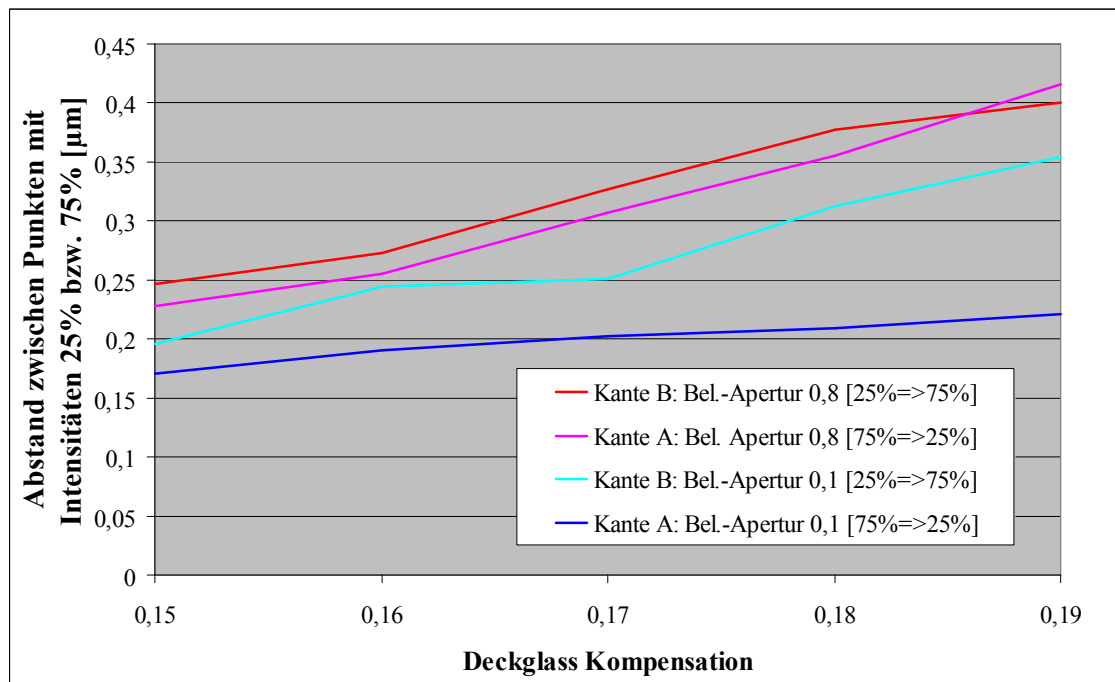
$$MTF(f_x) = |T[LSF(x)]| \quad \text{mit} \quad (2.48)$$

$$T[LSF(x)] \quad \text{als Fourier-Transformierte der LSF.}$$

Per Definition sind die Werte der MTF immer positiv. Treten allerdings Nullstellen im Kurvenverlauf auf, so kann dort eine Kontrastumkehr<sup>1</sup> erfolgt sein. Ist die Kontrastumkehr gesichert, wird dieser Bereich vereinzelt durch einen Verlauf der MTF im negativen Bereich gekennzeichnet.

### Störgrößen

Prinzipiell wirken die bereits unter 2.1 besprochenen Störgrößen. Das Abbildungssystem ist aufgrund der zumeist höheren geforderten Bildgüte im Vergleich zum Beleuchtungssystem äußerst empfindlich gegenüber Änderungen von mechanischen Größen wie Abständen, Zentrierungen und Achsenneigungen optischer Bauelemente. Diese Änderungen haben häufig thermische Ursachen. Soweit durch konstruktive Maßnahmen keine ausreichende Vermeidung oder Kompensation mehr möglich ist, muss das System aktiv thermisch stabilisiert werden. Aber auch andere toleranzbehaftete Materialien, die in den Strahlengang des Abbildungssystems eingeführt werden, können die Übertragungseigenschaften erheblich verändern.



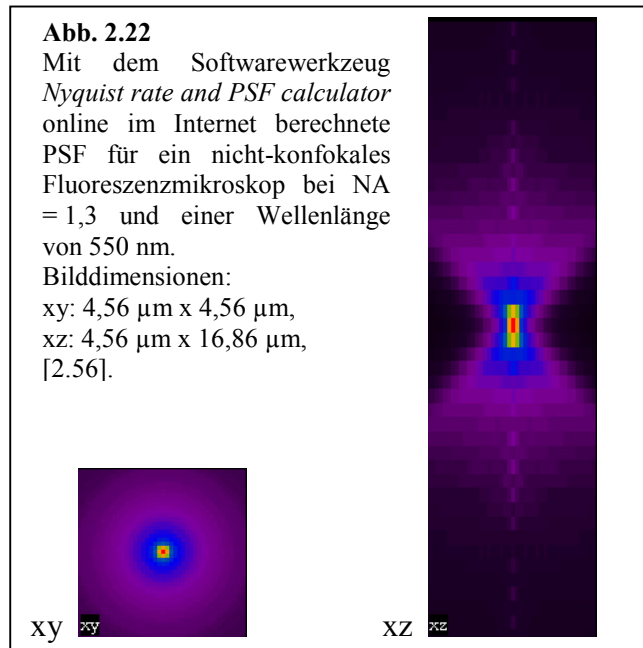
**Abb. 2.21** Darstellung des Einflusses der Deckglas Kompensation eines Planapochromaten 40x/0,90 auf die Bildgüte. Als Bildgütemaß dient der interpolierte Abstand (je kleiner – je besser) zwischen Punkten mit relativen Intensitäten von 25 % bzw. 75 %, jeweils der steilste Verlauf im Fokusbereich  $\pm 5 \mu\text{m}$  wird analysiert. Mechanisch wurde eine Dicke des Deckglases von  $0,155 \pm 0,005 \text{ mm}$  gemessen.

<sup>1</sup> Helle Objektteile werden dunkel, bzw. dunkle Objektteile hell dargestellt, was insbesondere extrafokal bei partiell-kohärenter Beleuchtung beobachtet werden kann (Abb. 2.16a–d).

Abb. 2.21 zeigt den Einfluss der Deckglas-Kompensation auf die Bildgüte am Beispiel eines Trockensystems mit hoher numerischer Apertur, wobei Abweichungen der Deckglasdicke von nur  $20\text{ }\mu\text{m}$  zu Änderungen in der Kantensteilheit von bis zu 40% führten. Gleichfalls wird in der Abb. 2.24 deutlich, wie leichte Dezentrierungen, insbesondere bei kleinen Beleuchtungsaperturen, erhebliche Unsymmetrien in der Abbildung verursachen können. Die Kanten A und B in der Abb. 2.21 unterscheiden sich durch die Richtung der Intensitätsänderung und durch die Lage im Bild. Die Kante A ist fast immer steiler gemessen worden. Wird die Aperturblende des Beleuchtungssystems nahezu geschlossen, nimmt der Unterschied zwischen beiden Kantenabbildungen erheblich zu. Mit zunehmender Kohärenz kann somit auch der Einfluss von Justagefehlern stark wachsen.

### *Theoretische Optische Übertragungsfunktion (OTF)*

Bei geringeren Anforderungen an die Applikation oder exzellenter, beugungsbegrenzter Optik kann es ausreichend sein, sich auf theoretische OTFs bzw. PSFs zu beschränken oder diese als Startfunktion für ein Iterationsverfahren zu benutzen. Für bestimmte Pupillenformen ist eine beugungsbegrenzte OTF analytisch bestimmbar [2.55], dies wurde bereits dargelegt. Mit der Abb. 2.12 wurde auch bereits gezeigt, wie bei bekannter Pupillenfunktion für den Fall der kohärenten Beleuchtung die PSF bestimmt werden kann. Der Zusammenhang zwischen den Extremfällen OTF bei kohärenter und bei inkohärenter Beleuchtung ergibt sich über die Autokorrelationsfunktion (siehe Gl. 2.38). Für konkrete Klassen von Gerätesystemen sind spezielle Modelle entwickelt worden, die diese Systeme möglichst gut widerspiegeln sollen. Abb. 2.15 zeigte bereits ein Beispiel für ein kohärentes, konfokales Durchlichtsystem. Besonders Softwareprodukte im Bereich der Entfaltung von Mikroskopbildern (Abb. 2.22) [2.56] und der Simulationen der Halbleiter-Lithografie [2.57] beinhalten Werkzeuge zur Erzeugung von theoretischen PSFs.



### 2.2.2 Betrachtungen zum optischen Auflösungsvermögen

Das optische Auflösungsvermögen ist von zentraler Bedeutung für hochauflösende Messmaschinen und soll daher hier näher betrachtet werden.

#### Klassische Betrachtung im 2-Punkt-Modell

Klassisch wird dabei von dem Modell ausgegangen, dass zwei leuchtende Punkte mit variablen Abstand und deren Abbildung untersucht werden. Zahlreiche Veröffentlichungen [2.58] und Lehrmaterialien [2.19], [2.59]–[2.61] beschränken sich bezüglich des Auflösungsvermögens auf die von *Abbe*<sup>1</sup> postulierte Aussage<sup>2</sup> bzw. deren Erweiterungen:

$$\Delta x_{\min} = k \cdot \frac{\lambda}{n \cdot \sin(\alpha)} \quad \text{mit} \quad (2.49)$$

$\Delta x_{\min}$  als minimaler Abstand, bei den zwei Punkte noch getrennt wahrgenommen werden, der Kehrwert  $\frac{1}{\Delta x_{\min}}$  wird häufig als Auflösungsvermögen bezeichnet,

$\lambda$  als betrachtete Wellenlänge,

$\alpha$  als halber Öffnungswinkel,

$n$  als Brechungsindex des Mediums (zusammen mit  $\alpha$  als numerische Apertur  $NA = n \cdot \sin(\alpha)$ )

$k$  als Konstante

mit  $k = 1$  nach *Abbe* bei zentraler Beleuchtung,

mit  $k = 0,5$  nach *Abbe* bei schiefer Beleuchtung,

mit  $k = 0,61$  nach Ableitung aus dem *Rayleigh*-Kriterium<sup>3</sup> durch die erste Nullstelle der Besselfunktion 1. Ordnung<sup>4</sup> im inkohärenten Fall.

Nach dem *Rayleigh*-Kriterium ergibt sich somit für einen Apochromat 100x/1,40 bei grünem Licht mit  $0,55 \mu\text{m}$  eine Auflösung  $\Delta x_{\min}$  zu 240 nm. Die Fragestellung nach dem Grenzwert für das Verschwinden des Kontrastes der Eindellung führt zum so-

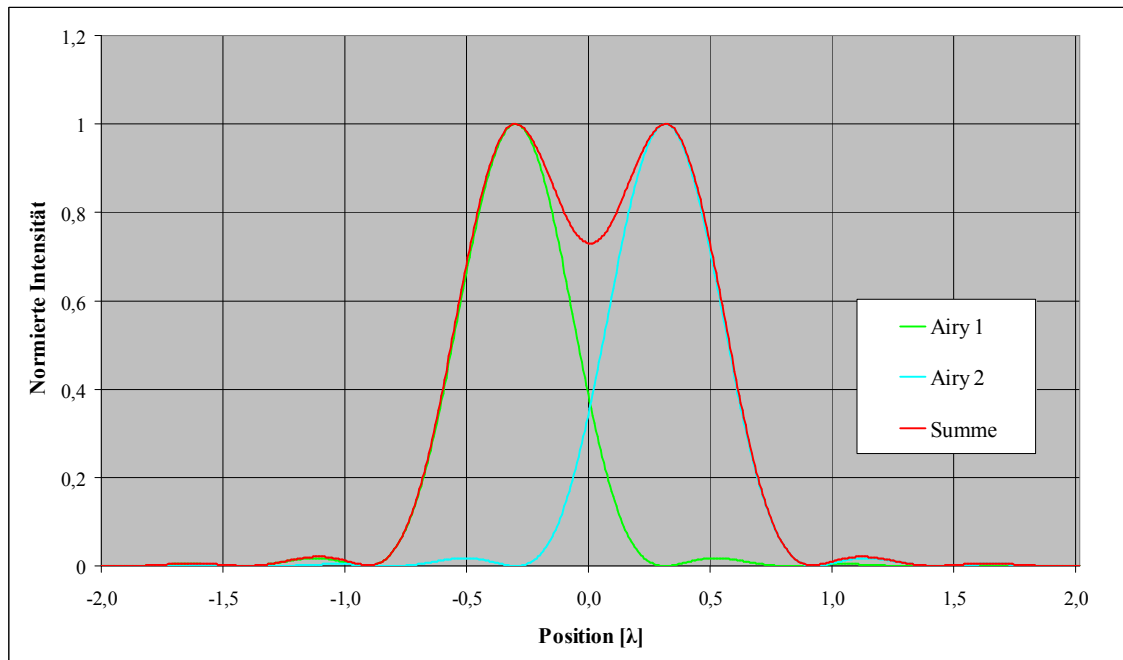
<sup>1</sup> Ernst Karl Abbe (1840–1905), deutscher Physik, Optiker und Unternehmer.

<sup>2</sup> „Durch kein Mikroskop können Theile getrennt (oder die Merkmale einer real vorhandenen Structur wahrgenommen) werden, wenn dieselben einander so nahe stehen, dass auch der erste durch Beugung erzeugte Lichtbüschel nicht mehr gleichzeitig mit dem ungebeugten Lichtkegel in das Objectiv eintreten kann. ... Irgend eine bestimmte Farbe zu Grunde gelegt, ergiebt sich der betreffende Minimalwerth für rein centrale Beleuchtung durch Division der Wellenlänge mit dem Sinus des halben Oeffnungswinkels, für den höchsten zulässigen Grad schiefer Beleuchtung aber bei jedem Oeffnungswinkel genau halb so gross – sonst gleiche Umstände vorausgesetzt. – ... so folgt, dass, wie auch das Mikroskop in Bezug auf die auf die förderliche Vergrößerung noch weiter vervollkommenet werden möchte, die Unterscheidungsgrenze für centrale Beleuchtung doch niemals über den Betrag der ganzen, und für äusserste schiefe Beleuchtung niemals über den der halben Wellenlänge des blauen Lichtes um ein Nennenswerthes hinausgehen wird.“ [2.62]

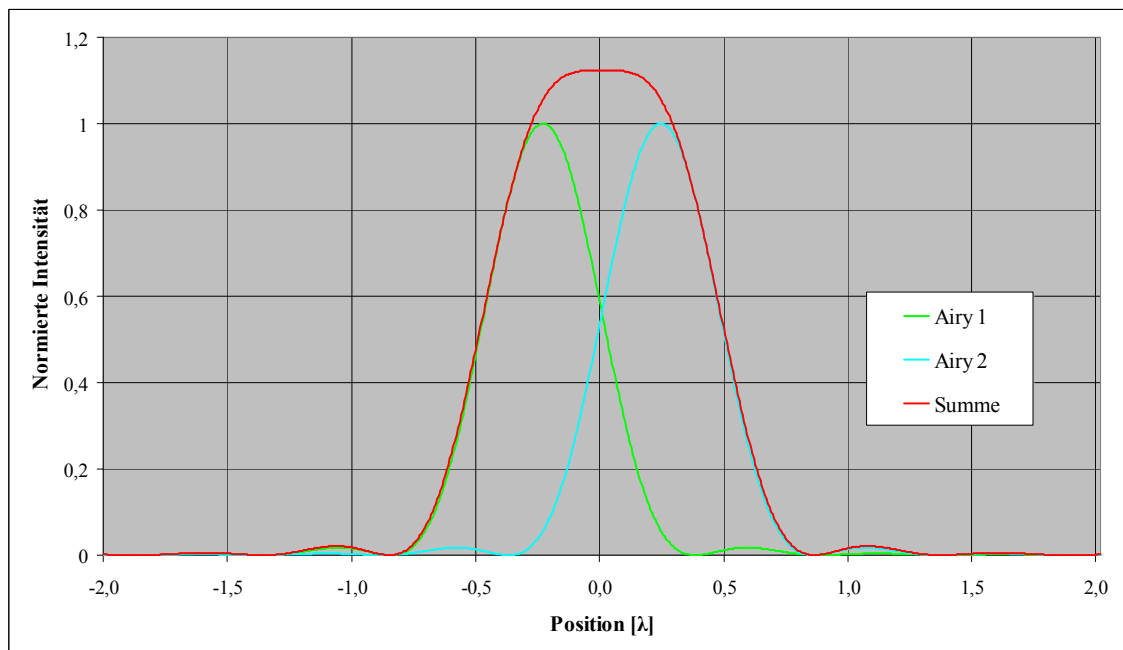
<sup>3</sup> Intensitätsmaximum des einen Beugungsscheibchens fällt mit dem ersten Intensitätsminimum des anderen zusammen, was zu einem Kontrast für die Trennungsmulde von 0,265 führt.

<sup>4</sup>  $J_1(z) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{-1^{n+1} \cdot z^{2n-2}}{n!(n-1) \cdot 2^{2n-1}}$  in  $I(z) = I_0 \cdot \left( \frac{2J_1(z)}{z} \right)^2$  mit  $z = \frac{2\pi n r \sin(\varphi)}{\lambda}$  als Lösung für die Intensitätsverteilung bei der Beugung an einer kreisförmigen Blende (*Airy*-Formel).

nannten *Sparrow*<sup>1</sup>-Kriterium. Dann ergibt sich im inkohärenten Fall  $k = 0,46$  für das Verschwinden der Eindellung im Intensitätsverlauf. Die Abb. 2.23a/b zeigen die Überlagerung von zwei inkohärenten *Airy*<sup>2</sup>-Beugungsmustern.



**Abb. 2.23a** Intensitätsverlauf als Summe der Überlagerung zweier Beugungsmuster im inkohärenten Fall (Addition der Einzelintensitäten) nach dem *Rayleigh*-Kriterium (Abstand  $0,61 \lambda$ ).



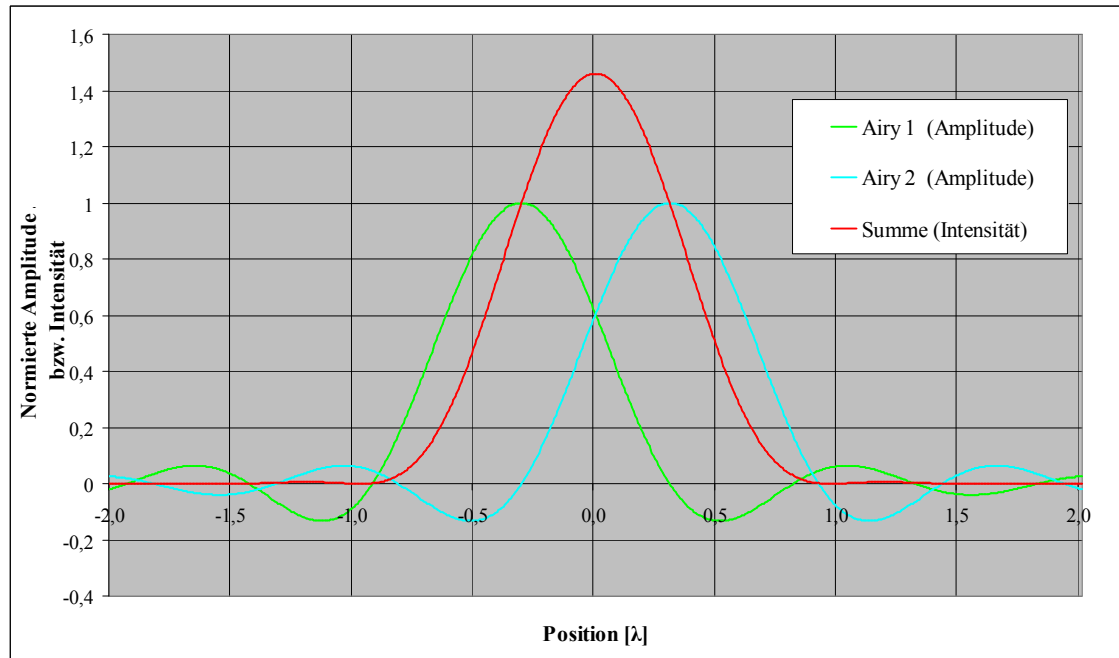
**Abb. 2.23b** Intensitätsverlauf als Summe der Überlagerung zweier Beugungsmuster im inkohärenten Fall (Addition der Einzelintensitäten) nach dem *Sparrow*-Kriterium (Abstand  $0,45 \lambda$ ).

Einfache Betrachtungen für den kohärenten Fall gehen von *Airy*-Beugungsmustern aus und berücksichtigen, dass im Gegensatz zum inkohärenten Fall nicht die Intensitäten,

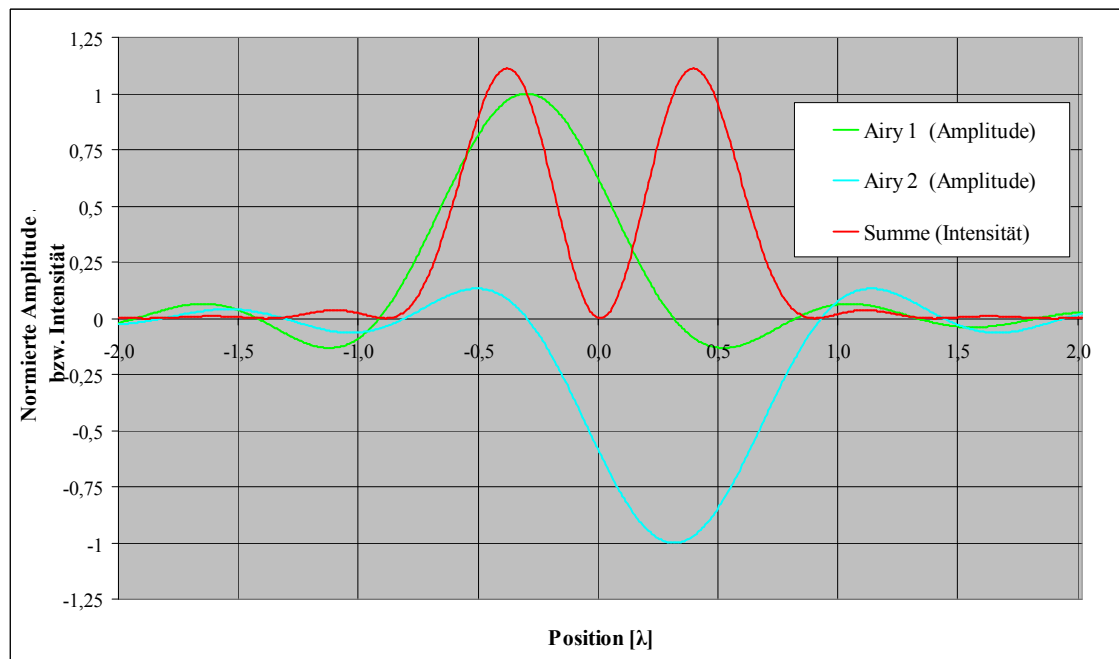
<sup>1</sup> Bezug nehmend auf eine Veröffentlichung von *C. M. Sparrow* über Spektrallinienauflösung durch Suche nach der Nullstelle in der 2. Ableitung der Messwertkurve [2.63].

<sup>2</sup> *George Biddell Airy* (1801–1892), englischer Mathematiker und Astronom.

sondern die Amplituden addiert werden und dann erst durch Quadrieren die Intensität bestimmt wird. Abb. 2.24a zeigt, dass die *Airy*-Beugungsmuster bei gleicher Phase der Punktquellen im kohärenten Fall schlechter zu trennen sein würden. Der Rückschluss, dass eine kohärente Abbildung zwingend zu einer geringeren Auflösung führt, ist allerdings falsch. Sind beide Punktquellen kohärent aber nicht gleichphasig, ist stets eine bessere Auflösung zu erwarten, als sie im inkohärenten Fall zu beobachten wäre [2.64].



**Abb. 2.24a** Intensitätsverlauf als Summe der Überlagerung zweier Beugungsmuster mit gleicher Phase im kohärenten Fall (Addition der Einzelamplituden) nach dem *Rayleigh*-Kriterium (Abstand  $0,61 \lambda$ ).



**Abb. 2.24b** Intensitätsverlauf als Summe der Überlagerung zweier gegenphasiger Beugungsmuster im kohärenten Fall (Addition der Einzelamplituden) nach dem *Rayleigh*-Kriterium (Abstand  $0,61 \lambda$ ).



Abb. 2.24b zeigt Überlagerung zweier kohärenter Punktquellen mit einem Phasenunterschied von  $\pi$ . In diesem Fall sind theoretisch beliebig kleine Abstände zwischen den Punktquellen möglich, wenn nur die Amplitude gleichzeitig beliebig hohe Werte annehmen kann. Es kann also durchaus sinnvoll sein, bei Objekten, die auch die Phase beeinflussen, mit kohärenter oder partiell-kohärenter Beleuchtung zu arbeiten. Dieser Effekt wird praktisch ausgiebig in der Halbleiterindustrie bei der Erzeugung kleiner Strukturbreiten mittels *Phase-Shift Masken* (PSMs) benutzt [2.65], [2.66].

### Faktor-2-Konfusion

Obiges Ergebnis von 240 nm Auflösung für eine numerische Apertur von 1,4 bei grünem Licht bedeutet nicht, dass kleinere Strukturbreiten – im Sinne des Begriffgebrauchs, wie er in Halbleiterindustrie üblich ist – nicht mehr erkannt werden können. Eher ist zu erwarten, dass Strukturbreiten von 120 nm noch unterscheidbar sein sollten (Abb. 2.25). Unter der Annahme, dass der Abstand der Strukturen gleich oder größer als die Strukturbreite ist, beträgt die kleinste auflösbare Strukturbreite etwa die Hälfte des *Rayleigh*-Auflösungskriteriums [2.67]. Die Erklärung dafür ergibt sich aus der bereits betrachteten *Fourier*-Optik. Nach Gl. 2.39 werden im inkohärenten Fall Ortsfrequenz bis zu einer Grenzfrequenz von:

$$f_{\max} = 2 \cdot \frac{n \cdot \sin(\alpha)}{\lambda} \quad (2.50)$$

übertragen. In der *Fourier*-Optik werden sinusförmige Kontrastwellen betrachtet. Die Strukturen der Halbleiterindustrie haben im Allgemeinen wesentlich steilere Kontrastverläufe, wobei z. B. Durchlicht-Gitterobjekte aus nicht-transparenten Linien und transparenten Zwischenräumen bestehen. Zusammengefasst werden diese Objekte als *lines and spaces* (L&S) oder Linienpaare (Lp) bezeichnet. Daraus lässt sich ein Maß für das Auflösungsvermögen mit L&S/mm oder Lp/mm ableiten. Für die Darstellung dieser Objekte sollte zumindest die sinusförmige Grundfrequenz übertragen werden. Nach Gl. 2.50 ergibt sich für das Beispiel des Apochromaten 100x/1,40 bei grünem Licht eine Grenzfrequenz von 5091 1/mm, d. h., ein Gitter mit 5091 Lp/mm liegt genau an der Auflösungsgrenze, an der der Kontrast verschwindet. Das Linienpaar als Gesamtobjekt hat dann eine Breite von 196 nm und der nicht-transparente Teil – die Linie – hat eine Breite von 98 nm. Somit sollte eine Linie von 120 nm durchaus unterscheidbar sein. Das Problem liegt also in der Definition des Begriffes Strukturbreite bzw. Struktur. Wird unter der Struktur nur die Linie und nicht das Linienpaar verstanden, so ergibt sich ein Faktor von 2 für das Auflösungsvermögen bei der Nutzung der üblichen Gleichungen.

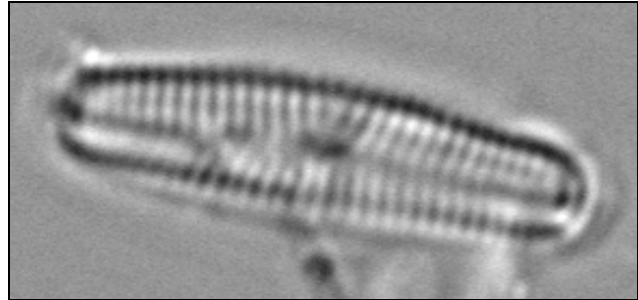


Abb. 2.25 Kieselalge (Diatomee, 10  $\mu\text{m}$  lang) mit 160 nm breiten, dunklen Streifen, aufgenommen mit einem Apochromat 100x/1,40 und 1,6x Tubusfaktor bei schiefer (Dipol senkrecht zu den Streifen), grüner (550 nm) Beleuchtung mit einer Apertur von 1,2 im Durchlicht nach dem Negativ-Kontrast-Misch-Verfahren (siehe Instrumentenverzeichnis/NKM-Verfahren).

### Auflösungsvermögen spezieller Systeme

Zahlreiche technische Systeme arbeiten aber praktisch in Bereichen jenseits der Auflösungen des klassischen 2-Punkt-Modells. Dies ist möglich, weil das Modell auf diese speziellen Systeme schlicht nicht anwendbar ist. Aktuell prominentestes Beispiel ist das STED<sup>1</sup>-Mikroskop mit Auflösungen von 33 nm bei einer Wellenlänge von 760 nm [2.68]. Dies ist möglich, da geschickt Nichtlinearitäten fluoreszierender Farbstoffe genutzt werden. Gleichfalls benutzt SSIM<sup>2</sup> nichtlineare Farbstoffe an nicht-scannenden Mikroskopen, um eine Auflösung besser 5,5fach als im klassischen 2-Punkt-Modell zu erzielen [2.69]. Auch Konstruktionen wie 4Pi<sup>3</sup>-Mikroskope mit axialen und lateralen Auflösungen von ca. 110 nm sprengen eigentlich schon beim konfokalen Basismikroskop das klassische Modell. Das konfokale Laser-Scanning Mikroskop, dessen Breite der *Airy*-Beugungsfigur nur etwa 73 % der Breite eines Standardmikroskops beträgt – woraus häufig auf ein etwa 1,4fach größeres Auflösungsvermögen geschlossen wurde – konnte diese Hoffnung aber am 2-Punkt-Modell nicht erfüllen. Das konfokale Mikroskop ermöglicht ohne Zweifel eine erhebliche Verbesserung in der Z-Auflösung und im Kontrast im Vergleich zum konventionellen Mikroskop, zeigt aber leider nur eine laterale Auflösungserhöhung bezüglich zwei benachbarter Objektpunkte von ca. 8 % [2.67].

Die Ausnutzung von Phasen- und Interferenzeffekten hat zum Begriff der *SuperResolution*-Mikroskope geführt [2.70]. Durch diese Kombination sind Auflösungen besser  $\lambda/10$  beschrieben [2.71]–[2.72]. Insbesondere wurden hohe Kantensteilheiten beobachtet, wobei es sich aber nicht um wirkliche Kantenbilder, sondern um spezielle Interferenzphänomene (Phasensingularitäten) handeln kann, die an tiefen, aber nicht notwendigerweise steil strukturierten, Kanten auftreten können [2.67].

Die übliche Problemstellung der Mikroskopie geht von einem bekannten, gemessenen Abbild aus und macht dann einen Rückschluss auf das unbekannte Objekt, das mit einem gegebenen Übertragungsweg abgebildet wurde. Wird die Problemstellung geändert, so können sich Wege für Strukturen unterhalb der Grenzen des 2-Punkt-Auflösungsmodells ergeben. So kann z. B. in der Halbleiterindustrie das Abbild als Sollwert betrachtet und nach einem beliebigen Objekt bzw. Übertragungsweg gesucht werden, der diesen Sollwert realisiert. Die optische Lithografie hat einen ganzen Bereich geschaffen, der sich mit auflösungssteigernden Techniken beschäftigt. Dazu gehören:

- Modifikationen der Beleuchtung:
  - Änderungen des Kohärenzparameters,
  - Änderungen der Form der Beleuchtungspupille,
  - Schiefe Beleuchtung (OAI: *Off-Axis Illumination*),
- Modifikationen des Objekts:
  - *Optical Proximity Correction* (OPC)<sup>4</sup>,
  - Ausnutzung von Phaseneffekten durch PSM (siehe Abb. 2.24b),

<sup>1</sup> Das Akronym steht für die engl. Bezeichnung: *Stimulated Emission Depletion*.

<sup>2</sup> Das Akronym steht für die engl. Bezeichnung: *Saturated Structured Illumination Microscopy*.

<sup>3</sup> Bezug auf zweimal den Raumwinkel von  $\Omega = 2\pi$  durch zwei gegenüberliegende Mikroskopobjektive.

<sup>4</sup> Verändern der Objekte durch kleine Strukturelemente, die zwar nicht mehr aufgelöst werden, die aber die Abbildung in gewünschter Weise beeinflussen, z.B.: Linie wird mit kleinem, sogenannten Hammerkopf versehen, um einem Verkürzen der Linie und einem Abrunden der Ecken durch die optische Abbildung entgegen zu wirken.

- Nichtlinearitäten:
  - Schwellwertverhalten des Fotolacks,
  - Mehrfachbelichtung [2.73].

Diese technologischen Besonderheiten der optischen Lithografie werden in einer Modifikation der Gl. 2.56 zusammengefasst:

$$CD = k_1 \cdot \frac{\lambda}{NA} \quad \text{mit} \quad (2.51)$$

$CD$  als Abstand in der Fachsprache: *critical dimension*, *feature size* oder *half-pitch*,  
 $\lambda$  als betrachtete Wellenlänge,  
 $NA$  als numerische Apertur  $n \cdot \sin(\alpha)$ ,  
 $k_1$  als technologische Konstante.

Diese Techniken werden unter dem Begriff *low- $k_1$*  zusammengefasst. Tab. 2.3 zeigt eine Zusammenstellung verschiedener technologischer  $CD$ -Niveaus (*half-pitch technology nodes*, kurz auch: *hp*) und numerische Aperturen mit notwendigen  $k_1$  Faktoren, um bei einer Arbeitswellenlänge 193 nm noch bestimmte Kontraste realisieren zu können.

NA/CD	130 nm	110 nm	90 nm	75 nm	65 nm	45 nm	
0,700	0,47	0,40	0,33	0,27	0,24	0,16	Kein Kontrast, kein Arbeiten möglich.
0,725	0,49	0,41	0,34	0,28	0,24	0,17	
0,750	0,51	0,43	0,35	0,29	0,25	0,17	Sehr geringer Kontrast.
0,775	0,52	0,44	0,36	0,30	0,26	0,18	Geringer bis mittlerer Kontrast, (0,33–0,40).
0,800	0,54	0,46	0,37	0,31	0,27	0,19	
0,825	0,56	0,47	0,38	0,32	0,28	0,19	
0,850	0,57	0,48	0,40	0,33	0,29	0,20	Mittlerer bis guter Kontrast.
0,875	0,59	0,50	0,41	0,34	0,29	0,20	
0,900	0,61	0,51	0,42	0,35	0,30	0,21	Beispiel für die verschiedenen Längen eines Technologieknotens:
0,925	0,62	0,53	0,43	0,36	0,31	0,22	<b>DRAM half-pitch</b> 65 nm
0,950	0,64	0,54	0,44	0,37	0,32	0,22	MPU/ASIC metal 1 (M1) half-pitch 68 nm
0,975	0,66	0,56	0,45	0,38	0,33	0,23	Flash half-pitch 57 nm
1,000	0,67	0,57	0,47	0,39	0,34	0,23	MPU printed gate length 42 nm
1,025	0,69	0,58	0,48	0,40	0,35	0,24	MPU physical gate length 25 nm
1,050	0,71	0,60	0,49	0,41	0,35	0,24	Contact diameter in resist 84 nm
1,075	0,72	0,61	0,50	0,42	0,36	0,25	Contact diameter after etch 77 nm
1,100	0,74	0,63	0,51	0,43	0,37	0,26	Mask CD uniformity (3 sigma) 2,6 nm
1,125	0,76	0,64	0,52	0,44	0,38	0,26	
1,150	0,77	0,66	0,54	0,45	0,39	0,27	
1,175	0,79	0,67	0,55	0,46	0,40	0,27	
1,200	0,81	0,68	0,56	0,47	0,40	0,28	

**Tab. 2.3** Zusammenstellung der Parameter  $CD$ ,  $NA$ ,  $k_1$  und zu erwartende Kontraste für die Arbeitswellenlänge von 193 nm nach [2.74] mit einem Beispiel für verschiedene Längen, die von einem Technologie-Knoten<sup>1</sup> gefordert werden [2.75]. Die Prozessoren, die für die Berechnungen in dieser Arbeit benutzt wurden, sind in 90 nm SOI-Technologie (ca. 120 nm  $CD$  half-pitch) gefertigt worden.

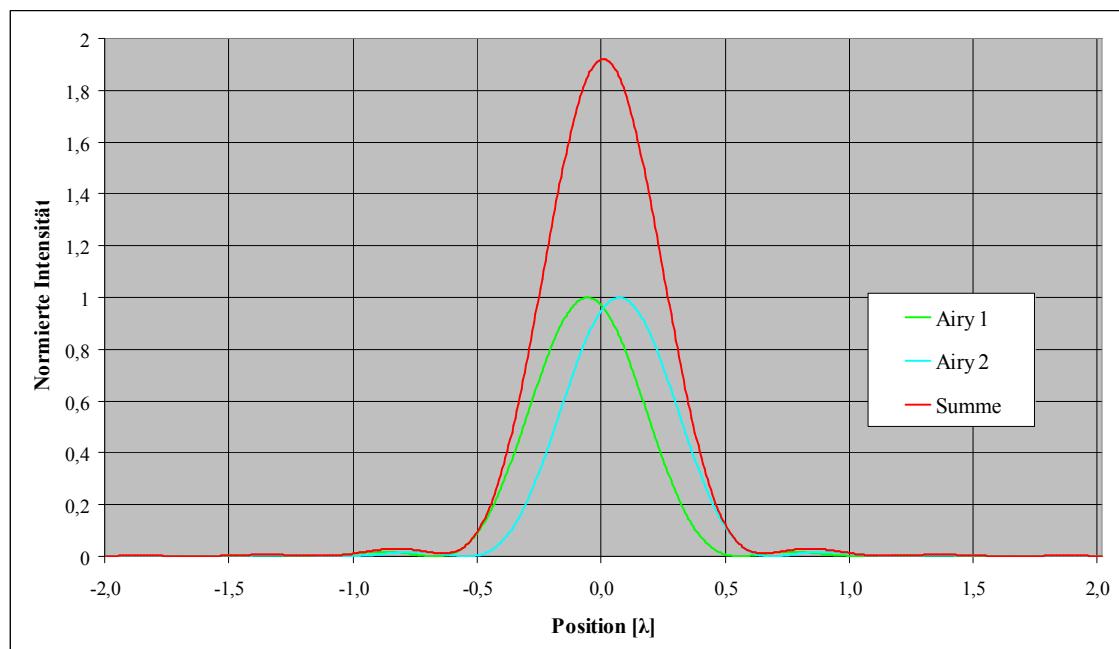
Die anspruchsvolle optische Lithografie arbeitet aktuell bei einer Wellenlänge von 193 nm in Wasser-Immersion mit  $n = 1,44$  und erzielt bei numerischen Aperturen von 1,35 40 nm *half-pitch* Auflösung [2.76]. Planungen bestehen für eine Nutzung der Wellenlänge 13,5 nm, wobei noch zahlreiche Probleme gegen eine Wirtschaftlichkeit dieser EUV-Technologie sprechen. Die weitere Steigerung der numerischen Apertur durch Immersionsflüssigkeiten mit Brechungsindizes um 1,6 oder höher scheint hingegen rea-

<sup>1</sup> In der Fachsprache *technology node*, wobei die nm-Angabe zumeist kleiner ist als die kleinste Strukturbreite (*minimum feature size*). Mit dem 45 nm-*technology node* sollen engere Designregeln verbunden sein, die dann auch 45 nm *DRAM half-pitch* fordern.

listisch zu sein. Auch Messsysteme mit Festkörper-Immersion und numerischen Aperturen  $NA > 1,5$ , die auf Photonentunnelung und gestörte, interne Totalreflexion beruhen, sind denkbar [2.67]. Diese Photonen-Tunnelmikroskopie gehört dann schon in die Klasse der optischen Nahfeld-Mikroskope, auf deren problematische Auflösungsbeschreibung hier nicht weiter eingegangen werden muss.

### Entfaltung

Wenn man bei der Definition der Auflösung sich eindeutig auf das 2-Punkt-Modell bezieht, so besteht prinzipiell keine Limitierung für das Auflösungsvermögen [2.67], [2.77]. Dies widerspricht gängiger Lehrmeinung, ist aber offensichtlich, wenn man die Abb. 2.23a/b mit der Abb. 2.26 vergleicht. Natürlich besitzt Abb. 2.26 mit einem Abstand der Punktquelle unterhalb des *Rayleigh*- und *Sparrow*-Kriteriums keine Eindellung mehr im Kurvenverlauf. Es ist aber problemlos möglich, beispielsweise numerisch, nach dem Abstand zu suchen, bei dem die Überlagerung von zwei bekannten Beugungsmustern der beobachteten Summenintensität am besten entspricht. Somit verlagert sich das Auflösungsproblem in das Problem der genauen Kenntnisse der Objektübertragungsfunktion und in die Störungsfreiheit der Messwerte. In der Realität werden das Rauschen der Messwerte und die Unzulänglichkeiten in der Reproduzierbarkeit den Korrelationen und Entfaltungen Grenzen setzen. Auch mit dem Problem der Mehrdeutigkeit muss hier gerechnet werden [2.78]. Eine Kenntnis über das Objekt, wie im 2-Punkt-Modell, wird ebenfalls allgemein nicht gegeben sein. Zumindest im Bereich der optischen Lithografie bestehen hier aber *a-priori* Kenntnisse, die hilfreich sein könnten. Es ist wahrscheinlich, dass mit fortschreitender Störungsfreiheit der Messwerte, durch mögliche Kombination von unterschiedlichen Informationsquellen und mit wachsender verfügbarer Rechenleistung okularlose Mikroskope zu erwarten sind, die in ihren Möglichkeiten über den aktuellen Stand der Bildentfaltung hinausgehen werden.



**Abb. 2.26** Intensitätsverlauf als Summe der Überlagerung zweier Beugungsmuster im inkohärenten Fall (Addition der Einzelintensitäten) unterhalb des *Sparrow*-Kriteriums (Abstand  $0,12\lambda$ ).

### 2.2.3 Schärfentiefe

Im Rahmen dieser Arbeit ist die Schärfentiefe ein besonders zu berücksichtigender Parameter, da die Auflösung in der Z-Richtung durch die Schärfentiefe und eine mechanische Bewegung der Z-Achse bestimmt wird.

#### Mikrobereich

Zur Berechnung der mikroskopischen Schärfentiefe gibt es zahlreiche Veröffentlichungen. Klassische Arbeiten zur Schärfentiefe am Standardmikroskop betrachten diese als Summe aus geometrisch-optischer Schärfentiefe ( $\propto \frac{1}{NA}$ ) und wellenoptischer Schärfentiefe ( $\propto \frac{1}{NA^2}$ ) entsprechend der optischen Weglängendifferenz<sup>1</sup> nach Rayleigh [2.79], [2.80]:

$$\Delta b_{klas} = n \left( \frac{150 \mu m}{NA \cdot V_{Mikr}} + \frac{\lambda}{2 NA^2} \right) \quad \text{mit} \quad (2.52)$$

$\Delta b_{klas}$  als Bereich der Schärfentiefe,

$\lambda$  als Wellenlänge,

$n$  als Brechungsindex,

$NA$  als numerische Apertur  $n \cdot \sin(\alpha)$  mit  $\alpha$  als halben Öffnungswinkel,

$V_{Mikr}$  als Vergrößerung.

Diese Formel wurde für Mikroskope mit Okulareinblick vorgeschlagen, ihre Anwendung bei Systemen mit Kameras ist durch den Bezug auf eine Vergrößerung problematisch. Bei Mikroskopen mit Okulareinblick wird unter Vergrößerung das Produkt aus der Objektivvergrößerung (übliche Werte 2,5x...150x), der Okularvergrößerung (üblicher Wert 10x...16x) und teilweise dem Tubusfaktor (übliche Werte 1,5x...2x) verstanden. Beide Terme in Gl. 2.52 haben das eigentliche Problem der tolerablen Abweichung, d. h., die Frage ist: Wo liegt die Schwelle zur Unterscheidung der Zustände *Scharf* und *Unscharf*? Der Term der geometrisch-optischer Schärfentiefe berücksichtigt dies etwas und verschwindet mit wachsender Vergrößerung. Es ist plausibel und experimentell nachweisbar [2.81], dass ein Messsystem mit Kamera und Computer bei dem reproduzierbaren Erkennen definierter Schwellwerte von Bildparametern dem menschlichen Auge überlegen ist. Daher ist nicht anzunehmen, dass durch einfaches, alleiniges Einsetzen der Objektivvergrößerung in Gl. 2.52 bei okularlosen Standardmikroskopen sinnvolle Bereiche für die Schärfentiefe erwartet werden können. Eher ist davon auszugehen, dass ein Wert für die Vergrößerung oberhalb der förderlichen Vergrößerung gewählt werden sollte. Für den mehrfach betrachteten Apochromat 100x/1,40 ergibt sich bei grünem Licht von 0,55  $\mu m$  und einer angenommen Gesamtvergrößerung von 1000x eine geometrisch-optische Schärfentiefe von 0,162  $\mu m$  und von 0,212  $\mu m$  für die wellenoptische Schärfentiefe – in Summe also ein Bereich von 0,374  $\mu m$ .

<sup>1</sup> In der engl. Fachsprache *Optical Path Difference* (OPD).

Neuere Arbeiten stützen sich auf experimentelle Untersuchungen mitameratechnik und Bildverarbeitungssystemen [2.82]. Diese schlagen dann Formeln mit engeren Bereichen für die Schärfentiefe vor, wie:

$$\Delta b_{\text{video}} = \frac{\lambda}{4n \left( 1 - \sqrt{1 - \left( \frac{NA}{n} \right)^2} \right)} \quad (2.53)$$

Nach Gl. 2.53 ergibt sich für den Apochromat 100x/1,40 ein Bereich von 0,145 µm. Messungen an Öl-Immersions- und Trockensystemen sprechen dafür, dass für Gl. 2.52 ein Toleranzbereich von ca. 10% und für Gl. 2.53 ein Toleranzbereich von ca. 2% bezüglich üblicher Fokuskriterien angenommen werden kann (Abb. 2.27 und Abb. 2.28).

Die optische Lithografie benutzt teilweise den wellenoptischen Näherungsausdruck in Gl. 2.52 für die optische Weglängendifferenz mit einem Faktor  $k_2 < 1,0$  [2.83]:

$$\Delta b_{\text{litho}} = k_2 \frac{\lambda}{NA^2} \quad (2.54)$$

Für höhere numerische Aperturen – wie bei der Immersions-Lithografie – wird die korrekte Weglängendifferenz ( $\propto (1 - \cos(2\alpha))$ ) betrachtet, was zu:

$$\Delta b_{\text{immersion}} = k_2 \frac{\lambda}{2n(1 - \cos(2\alpha))} \quad (2.55)$$

führt. Der Toleranzbereich wird dann dadurch definiert, dass beugende Muster entsprechend *Abbe*<sup>1</sup> bzw. *Bragg*<sup>2</sup> noch mit der ersten Beugungsordnung von der Apertur erfasst werden:

$$n \sin(2\alpha) = \frac{m\lambda}{p} \quad \text{mit} \quad (2.56)$$

$n$  als Brechungsindex,

$m$  als ganze Zahl für die Beugungsordnungen, hier  $\pm 1$ ,

$2\alpha$  als voller Öffnungswinkel,

$\lambda$  als Wellenlänge,

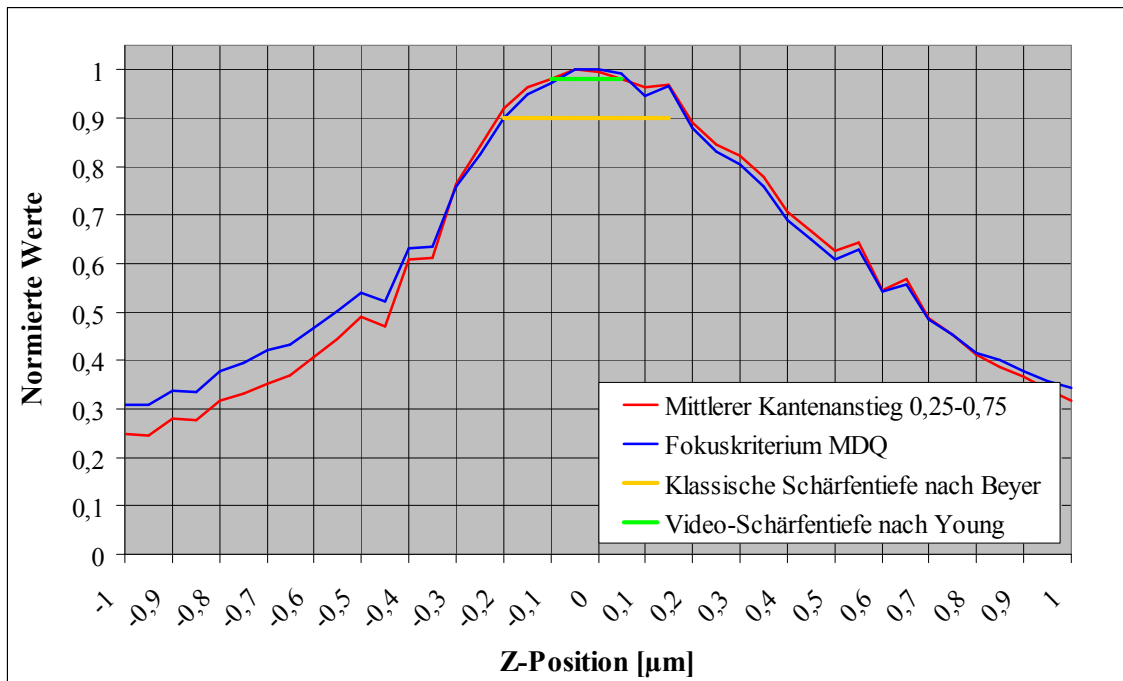
$p$  als Gitterabstand, *L&S*-Gesamtbreite (in der Fachsprache: *pitch*).

Danach ergibt sich ein für die Immersions-Lithografie interessanter Zusammenhang für das Verhältnis zwischen der Schärfentiefe von Trocken- und Immersionssystemen bei gleicher Apertur [2.84]:

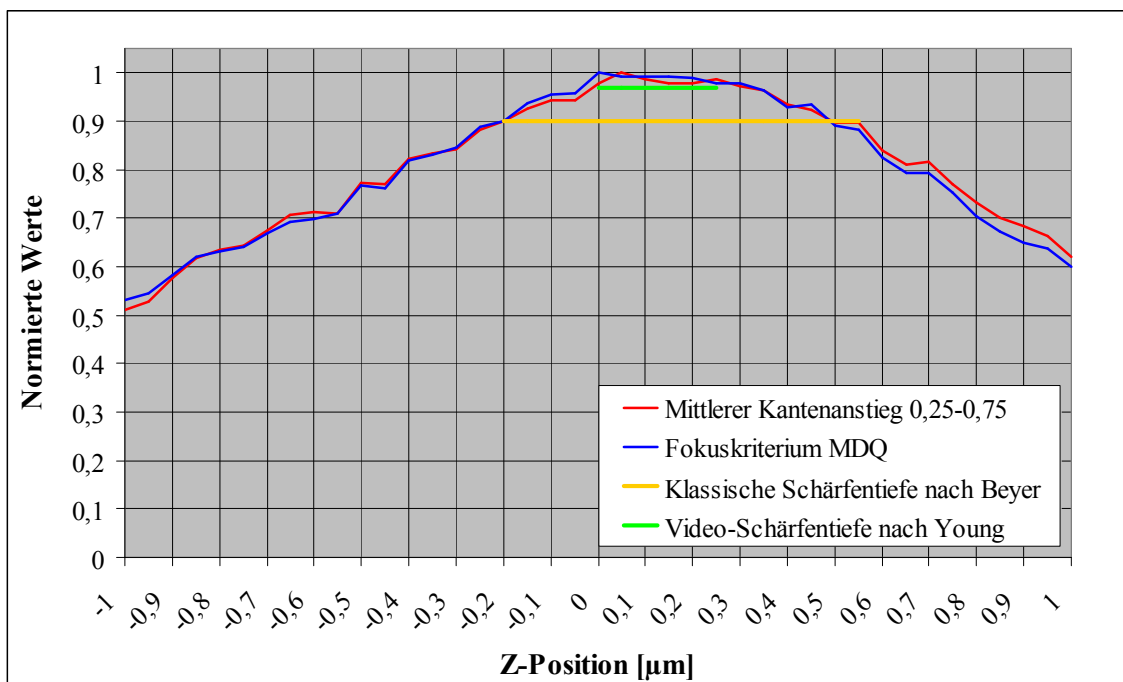
$$\Delta b_{\text{immersion}} = \Delta b_{\text{litho}} \cdot \frac{1 - \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda}{p} \right)^2}}{n_{\text{immersion}} - \sqrt{n_{\text{immersion}}^2 - \left( \frac{\lambda}{p} \right)^2}} \quad \text{mit } p > \lambda \quad (2.57)$$

<sup>1</sup> Siehe Zitat in Fußnote 2 zur Aussage von *Abbe* (1873) zu Beginn des Abschnitts 2.2 [2.62].

<sup>2</sup> Bezug auf die von *William Henry Bragg* (1862–1942) und *William Lawrence Bragg* (1890–1971) 1912/13 entwickelte sogenannte *Bragg*-Gleichung zur Beugung von Röntgenstrahlen.



**Abb. 2.27** Öl-Immersionssystem Apochromat 100x/1,4; Verlauf gemessener Fokuskriterien in Abhängigkeit von der Z-Position mit Einblendungen von Bereichen für die Schärfentiefe nach *Beyer* [2.80] (bei 0,9; 10x Okularvergrößerung angenommen) und nach *Young* [2.82] (bei 0,98). MDQ steht für mittleres Differenzenquadrat nach [2.81].



**Abb. 2.28** Trockensystem Planapochromat 40x/0,9; sonst wie Abb. 2.27.

Nach Gl. 2.57 ergibt sich für die Wasser-Immersion bei 193 nm und 400 nm *L&S* eine Erweiterung der Schärfentiefe um den Faktor 1,5 gegenüber dem Trockensystem – was durchaus günstig für die Stabilität der Halbleiterfertigung ist. Für *L&S (pitches)* kleiner als die Wellenlänge versagt das Modell, da eine Abbildung des Trockensystems dann nicht mehr möglich sein sollte.

Auch durch die Analyse der Halbwertsbreite der XZ-Darstellung der PSF kann auf die Schärfentiefe geschlussfolgert werden. Für das Trockensystem Planachromat 50x/0,80 ergeben sich nach Abb. 2.16a–f Halbwertsbreiten in der Z-Dimension von ca. 1,5 bis 2,0 µm. Drastisch geringere Halbwertsbreiten in der Z-Richtung besitzen konfokale Mikroskope mit ca. 0,5 µm und 4Pi-Mikroskope mit 0,11 µm [2.85].

Eine Vergrößerung der Schärfentiefe ist optisch nur bedingt möglich, so wird dies z. B. durch gezielte Beeinflussung der Phase in der Beleuchtungspupille versucht und als *optische Nadel* bezeichnet [2.86]. Arbeiten zur Erzeugung von 2-dimensionalen Bildern mit einer hohen Schärfentiefe aus 3-dimensionalen Bildserien beginnen schon in den 70er Jahren des letzten Jahrhunderts [2.87]–[2.89] und führten Mitte der 90er Jahren, aufgrund der gewachsenen Rechenleistungen der Computer, zu praktikablen Mikroskopsystemen.

### *Makro- und Fotobereich*

Im Bereich der Fotoobjektive wird die Schärfentiefe zumeist mit der Blendenzahl *k* bzw. dessen Kehrwert – das Öffnungsverhältnis – assoziiert, wobei sich *k* ergibt zu:

$$k = \frac{f'}{D} \quad \text{mit} \quad (2.58)$$

*f'* als bildseitige Brennweite,

*D* als Durchmesser der Eintrittspupille.

Entscheidend für die Schärfentiefe ist dabei der Durchmesser der Eintrittspupille. Erfolgt die Einführung einer sogenannten Kleinbild-äquivalenten Brennweite<sup>1</sup>, so müsste auch eine Kleinbild-äquivalente Blendenzahl eingeführt werden, wenn die Beziehung Blendenzahl–Schärfentiefe weiterhin bestehen soll. Dies erfolgt in der Praxis nicht. Daher ist zu beachten, dass eine Kleinbildkamera (Diagonale: 43,3 mm) bei einer Blendenzahl von 2,8 eine geringere Schärfentiefe besitzt aber ein digitaler 1/4-Zoll-Sensor (Diagonale: 4,4 mm) – mit einem Formfaktor<sup>2</sup> von etwa 10 – zeichnet sich hingegen bei äquivalenter Brennweite und gleicher Blendenzahl von 2,8 durch eine enorme Schärfentiefe aus. Gleichfalls sinkt durch den geringeren Durchmesser der Eintrittspupille die Auflösung dramatisch.

Ob eine geringe oder große Schärfentiefe günstig ist, entscheidet aber letztlich die jeweilige Applikation. Der Ansatz dieser Arbeit setzt keine bestimmten Schärfentiefen voraus. Zur Minimierung des Rechenaufwandes sollten aber klare Vorstellungen über den Informationsgehalt der gewonnenen Messdaten bezüglich der Z-Dimension bestehen.

<sup>1</sup> Bezug auf das photographische Kleinbildformat von 24 × 36 mm, wobei unter der Normalbrennweite etwa die Länge der Sensordiagonale verstanden wird, d. h. ca. *f* = 50 mm. Kleinere Brennweiten kennzeichnen Weitwinkel- und größere Brennweiten kennzeichnen Teleobjektive.

<sup>2</sup> Beschreibt das Verhältnis der Diagonalen in Bezug auf das Kleinbildformat.



## 2.3 Der opto-elektronische Sensor

Hier soll nur auf photonische Sensoren eingegangen werden, die für das in dieser Arbeit vorgeschlagene Verfahren aktuell relevant sind. Insbesondere sollen mögliche Beeinträchtigungen des Informationsflusses dargelegt werden.

### *Wellenlänge und Empfindlichkeit*

Äußerst wichtig für die Wahl eines geeigneten Sensors ist dessen spektrale Empfindlichkeit. Für Anwendungen mit ultraviolettem oder infrarotem Licht ist diese Problematik offensichtlich. Es ist aber auch möglich, dass Standardsensoren oder -kameras problematisch für spezielle Anwendungen sein können. So ist beispielsweise der Einsatz einer *Sony 3-Chip-RGB-Kamera XC003P* mit blaugrünen LEDs für 490 nm oder eine Farbraumtransformation von Messwerten dieser Kamera im Übergangsbereich von Blau zu Grün ungünstig (Abb. 2.29). Im Abschnitt 2.1 wurde bereits auf die Lichteigenschaften Wellenlänge und Intensität eingegangen. Die Verknüpfung dieser Eigenschaften mit der – zumeist elektrischen – Antwort des Sensors ist geeignet, um die spektrale Empfindlichkeit zu charakterisieren. Häufig sind relative Angaben mit einer Normierung auf den größten Ausgabewert des Sensors ausreichend. Sollen verschiedene Sensortypen miteinander verglichen werden, ist eine absolute Angabe<sup>1</sup> wie Ampere pro Watt ( $A/W$ ), Volt pro Watt ( $V/W$ ) oder die Quanteneffizienz<sup>2</sup> (QE) hilfreicher. Da stets eine Verstärkung der elektrischen Signale möglich ist, hat der Bezug zum Eigenrauschen des Sensors eine höhere Bedeutung. Der Parameter Detektivität<sup>3</sup>  $D^*$  (D-Stern) beschreibt ein normiertes Signal-Rauschverhältnis, dass die äquivalente Rauschleistung (NEP<sup>4</sup>), die Sensorfläche  $A$  und die Bandbreite  $\Delta f$  berücksichtigt:

$$D^* = \frac{\sqrt{A \cdot \Delta f}}{NEP} \quad (2.59)$$

Eine übliche Einheit der Detektivität ist  $cmHz^{1/2}W^{-1}$ , die auch mit *Jones*<sup>5</sup> bezeichnet wird. Häufig wird diese Einheit für Infrarotsensoren benutzt, die sich dann im Bereich von  $10^9$  bis  $10^{12}$  *Jones* bewegen [2.91]. Die Gl. 2.59 für die Detektivität wird von einigen Autoren auch mit einer Definition von NEP benutzt, die die Bandbreite mit einschließt [2.92]. Das führt aber zur Einheit  $WHz^{-1/2}$  für NEP, die dann keine Einheit der Leistung (*power*) mehr darstellt. Noch problematischer werden Definitionen, die die Detektivität  $D^*$  als reinen Kehrwert von NEP betrachten [2.93], was möglicherweise auf eine Konfusion zwischen der Detektivität  $D$  – von *R.C. Jones* 1952 eingeführt als Kehrwert der Rausch-äquivalenten Eingangsstrahlungsleistung [2.94] – und der Detektivität  $D^*$  – von *R.C. Jones* 1957 eingeführt und in [2.95] vergleichend dargestellt – im deutschsprachigen Raum zurück geht. Die Originalarbeit [2.94] beschreibt den Zusammenhang zwischen den Detektivitäten mit und ohne Stern durch:

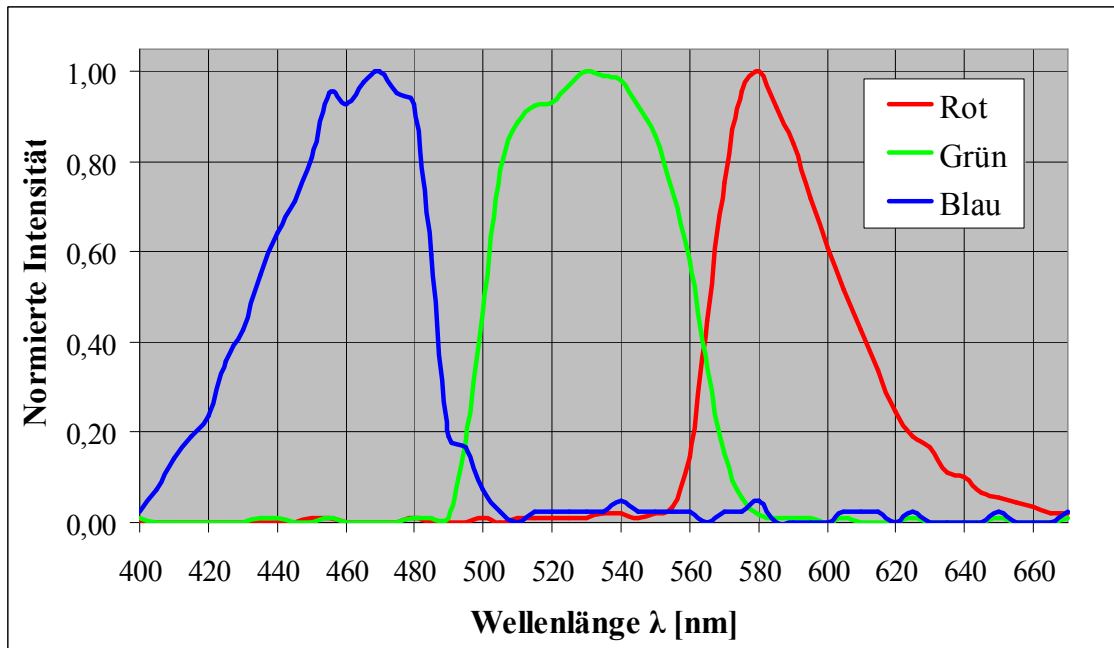
<sup>1</sup> Oder Empfindlichkeit, im engl. Sprachgebrauch: *responsivity*.

<sup>2</sup> Auch Quantenausbeute genannte, die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein einfallendes Photon ein Elektron freisetzt, im engl. Sprachgebrauch: *Quantum Efficiency*.

<sup>3</sup> Im engl. Sprachgebrauch: *(specific) detectivity*.

<sup>4</sup> Nach der engl. Bezeichnung: *Noise Equivalent Power* [2.90].

<sup>5</sup> Nach dem US-amerikan. Physiker *R. Clark Jones* (1916–2004).



**Abb. 2.29** Darstellung der spektralen Empfindlichkeit für die Sony 3-Chip-RGB-Farbkamera. XC003P anhand der normierten Intensitäten der drei Ausgangskanäle (ohne Entfaltung der Spektralverteilung des Halogenstrahlers, jeweils auf den Maximalwert des Kanals normiert,  $\pm 0,025$  Systemrauschen).

$$D^*(f, \tau_d) = \sqrt{A \cdot \Delta f} \cdot D(f, \tau_d, A, \Delta f) \quad \text{wobei} \quad (2.60)$$

$f$  als Frequenz,

$$\tau_d \text{ als detektive Zeitkonstante mit } \tau_d = \frac{D_{\max}^*{}^2}{4 \int_0^\infty [D^*(f)]^2 df},$$

$A$  als Sensorfläche,

$\Delta f$  als Bandbreite.

Bei Sensoren oder Kameras, die im sichtbaren Bereich arbeiten sollen, werden häufig für die Empfindlichkeit dehnbare Begriffe wie die Ansprechempfindlichkeit<sup>1</sup> mit Einheiten in  $\frac{V}{\text{lux} \cdot s}$ ,  $\frac{A}{W}$ ,  $\frac{V}{W}$  oder auch nur eine Angabe zu Mindestbeleuchtung in *lux* verwendet.

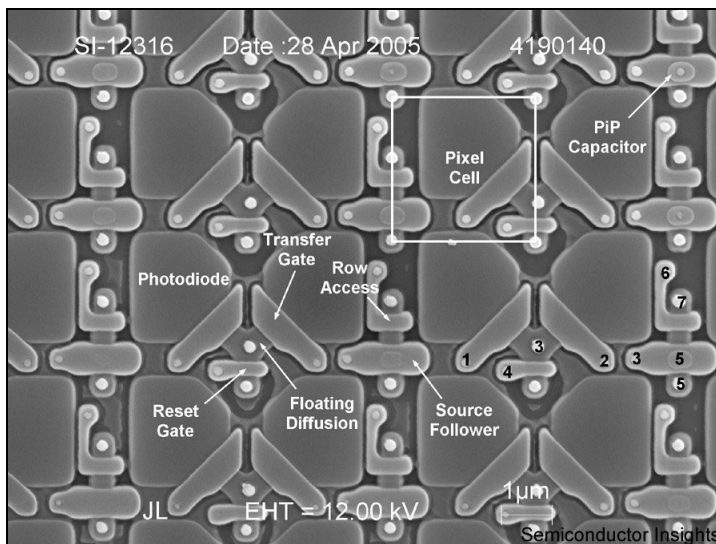
Wenn keine Elektronenvervielfachung durch einen vorgelagerten, aktiven Bildverstärker erfolgt oder sich auf dem Chip keine EM-Schaltung befindet, unterscheiden sich siliziumbasierte Sensoren nicht grundlegend in ihrer Empfindlichkeit. Technologisch bestehen Unterschiede bezüglich der aktiven Sensorfläche, die durch Mikrolinsen vergrößert sein kann, der Quanteneffizienz, die bei Rückseitenbeleuchtung stark erhöht ist, der Belichtungszeit, die der Applikation und der Sensortemperatur angepasst sein muss, und der Qualität der elektronischen Ansteuerung, die mit entscheidend für das Signal-Rauschverhältnis ist. Die Qualität dieser Angaben ist je nach Hersteller äußerst unterschiedlich.

<sup>1</sup> Im engl. Sprachgebrauch: *responsivity*.

### Sensorgeometrie und laterale Auflösung

Vielfach definieren sich 2-dimensionale Sensoren oder Kameras über ihre Pixelanzahl. Monochrom- und 1-Chip-Farbsensoren sind aktuell bis zu Dimensionen von  $7216(H) \times 5412(V)$  (39 Mpixel) verfügbar [2.96]. Typische Pixelabstände (*itches*) bewegen im Bereich um die  $7\text{ }\mu\text{m}$ . Kleine Sensoren besitzen aber auch Pixelabstände von bis zu  $1,86\text{ }\mu\text{m}$ . Die diskretisierende Wirkung eines Zeilen- oder Flächensensors, insbesondere die Wirkung der Übergangsbereiche, kann durch seine Sensorübertragungsfunktion beschrieben werden [2.97]. Problematisch, insbesondere bei Interpolationen, ist, dass subpixelgenaue Informationen über laterale Empfindlichkeit der Sensoren meist nicht verfügbar sind. Oft ist nicht einmal die reale geometrische Form der Pixel bekannt. Abb. 2.30 zeigt, dass nicht immer zwingend von rechteckigen Strukturen ausgegangen werden kann. Zum Teil verfügen neue Sensoren über Mikrolinsen vor den einzelnen Pixeln, sodass eine derartige Betrachtung nur im Gesamtzusammenhang des optischen Systems sinnvoll wäre. Fundamental in Bezug auf den Pixelabstand ist aber, dass zu mindest das Abtasttheorem<sup>1</sup> eingehalten werden sollte, wenn keine Artefakte (*aliasing*) auftreten sollen. Obwohl die optimale Abtastung bandbegrenzter Funktionen wieder aktueller Forschungsgegenstand geworden ist [1.98], wird praktisch vielfach in technischen Systemen mit einer Überabtastung (*oversampling*) gearbeitet.

Für den mehrfach betrachteten Apochromat 100x/1,40 ergab sich nach Gl. 2.50 bei inkohärentem, grünem Licht eine Grenzfrequenz von  $5091\text{ Lp/mm}$ . Bei einer 100fachen Vergrößerung sollte also die Abtastfrequenz  $\geq 102\text{ Lp/mm}$  bzw. der Pixelabstand  $9,8\text{ }\mu\text{m}$  nicht überschreiten (bzw.  $15,7\text{ }\mu\text{m}$  bei Tubusfaktor 1,6x). Die Betrachtung für den Planachromat 50x/0,80 führt zu einem maximalen Pixelabstand von  $8,6\text{ }\mu\text{m}$  ( $14\text{ }\mu\text{m}$  bzw.  $34\text{ }\mu\text{m}$  bei Adapterfaktor 1,6x bzw. 4x). Der in dieser Arbeit benutzte Pixelabstand von  $6,5\text{ }\mu\text{m}$  bzw.  $6,25\text{ }\mu\text{m}$  gestattet also eine Überabtastung, die auch die detaillierte Erfassung des Überschwingens bei inkohärenter Beleuchtung sicher gestattet (siehe Abb. 2.18–2.20).



**Abb. 2.30** 2 Mbit Micron CMOS Image Sensors MT9D011 mit  $2,8\text{ }\mu\text{m} \times 2,8\text{ }\mu\text{m}$  Pixelgröße und 40 % Füllfaktor. Originalbild von *Semiconductor Insights* (siehe Abbildungsverzeichnis), wobei die hier eingezeichnete *Pixel Cell* streng genommen zwei *Photodiode*-Teile einschließt. [Quelle siehe Abbildungsverzeichnis]

<sup>1</sup> Auch *Nyquist-Shannonsche* Abtasttheorem oder *WKS-Sampling-Theorem* (für *Whittaker-Kotelnikow-Shannon*), wonach ein kontinuierliches, bandbegrenztes Signal mit einer Minimalfrequenz von 0 Hz und einer Maximalfrequenz  $f_{\max}$  mit einer Frequenz  $\geq 2f_{\max}$  abgetastet werden sollte.

### Dynamikumfang, digitale Auflösung und Linearität

Vielfach wird der Dynamikumfang oberflächlich durch eine werbewirksame Angabe wie 12 oder 16 bit beschrieben. Diese Angabe macht aber lediglich Aussagen über die theoretischen Möglichkeiten des Analog/Digital-Wandlers. Hilfreicher ist eine Angabe zum Dynamikumfang in  $Bel^1$  bzw. *Dezibel* (dB) oder  $Np^2$ . Tab. 2.4 zeigt den Zusammenhang zwischen gebräuchlichen Angaben für den Dynamikumfang von Kamerasystemen. Diese Angabe kann auch durch Kenntnis des Sättigungszustandes und des Systemrauschens gewonnen werden. Bei CCD-Sensoren ist der Sättigungszustand hauptsächlich durch die Kapazität der Einzelpixel zur Speicherung von Elektronen bestimmt. Die Angabe erfolgt zumeist in  $e^-$  oder  $ke^-$  und bewegt sich im Bereich zwischen 20–200  $ke^-$ , wobei ein wesentlicher Parameter die Pixelgröße ist, d. h., große Pixel besitzen eine hohe Kapazität und kleine Pixel eine geringe, was bei kleinen Pixelgrößen zu einem ungünstigen Signal-Rauschverhältnis führen kann.

Die untere Grenze wird durch mehrere Rauschquellen bestimmt. Das Ausleserauschen (*readout noise*), das stark durch den Ladungs/Spannungs-Wandler (*charge-to-voltage converter*) bestimmt wird, bewegt sich bei normalen CCD-Sensoren zwischen 10 bis 30  $e^-$ . EM-CCDs zeichnen sich hier durch Angaben  $\leq 1 e^-$  aus. Durch die interne Vervielfachung der photonisch erzeugten Elektronen vor dem Ladungs/Spannungs-Wandler wird dessen Rauschschwelle leichter überwunden und die störende Einstreuung von digitalen Signalleitungen unproblematischer.

Prinzipiell werden aber meist Mittelwerte vom Hersteller angegeben. Einzelne Pixel, ganze Cluster, Zeilen oder Spalten können von diesen Mittelwerten erheblich abweichen. Höherwertige Sensoren besitzen preislich gestaffelte Güteklassen mit unterschiedlichen Toleranzen. So erlaubt beispielsweise ein hochwertiger *Kodak* Chip KAF 1401E *scientific grade 1* noch bis zu 5 defekte Pixel mit zu geringer Empfindlichkeit (*dark pixel*) oder zu hohem Eigenrauschen (*hot pixel*) aber keine Cluster- oder Spaltendefekte, die aber beide bereits bei *grade 2* schon zulässig sind [2.99]. Erfahrungsgemäß können besonders Randzeilen oder -spalten ein höheres Rauschen aufweisen.

Für die Mehrzahl der Flächensensoren wird eine lineare Kennlinie gefordert. Typische Herstellerangaben für die Linearität bewegen sich im Bereich zwischen 0,1 % und 1 %. Befindet sich der Analog/Digital-Wandler nicht im Sensor oder

Bit	Zustände	dB	Np
16	65536	96,3	11,1
15	32768	90,3	10,4
14	16384	84,3	9,7
13	8192	78,3	9,0
12	4096	72,3	8,3
11	2048	66,2	7,6
10	1024	60,2	6,9
9	512	54,2	6,2
8	256	48,2	5,5

**Tab. 2.4** Zusammenstellung von Auflösungsparametern.

<sup>1</sup> Nach *Alexander Graham Bell* (1847–1922) benannte dimensionslose Hilfsmaßeinheit, die für Feldgrößen durch  $20 \cdot \log_{10} \left( \frac{x_1}{x_2} \right)$  [dB] definiert ist.

<sup>2</sup> Die nach dem schottischen Gelehrten und Mathematiker *John Napier*, latinisiert *Neper*, (1550–1617) benannte SI-Hilfseinheit *Neper*, die durch  $\ln \left( \frac{x_1}{x_2} \right)$  [Np] definiert ist, wobei 1 dB = 0,115129 Np gilt.

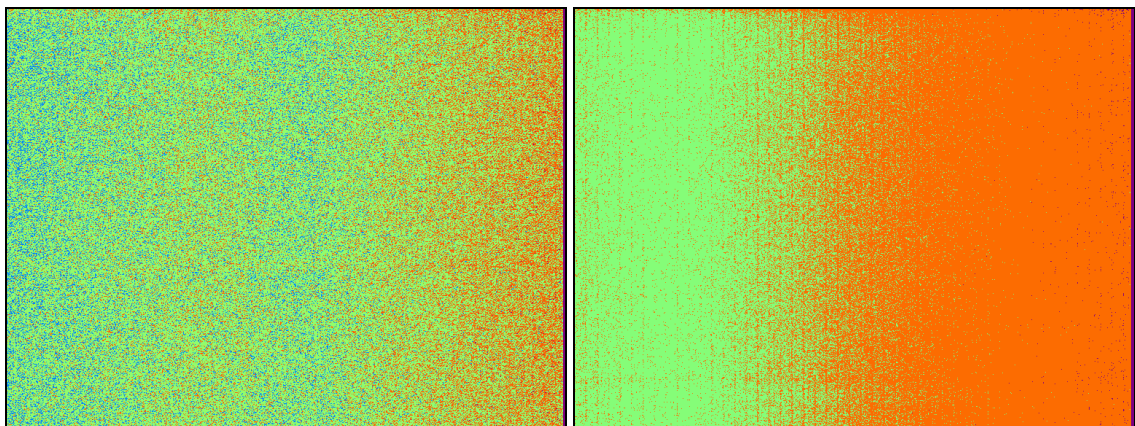
der Kamera, müssen auch dessen Wandlungsfehler und Toleranz beachtet werden.

### *Messtechnische Erfassung*

Die ersten Informationen bezüglich der Arbeitswellenlängen und der Empfindlichkeit des Sensors ergeben sich aus den Herstellerangaben bzw. aus dem Sensormaterial. Die zumeist benutzten Flächensensoren basieren auf Silizium. Dessen Empfindlichkeitsmaximum zwischen 600 und 900 nm ist, verglichen mit dem des menschlichen Auges, mehr in den roten Spektralbereich verschoben. So besteht sogar noch eine Empfindlichkeit im Nahen-Infrarot bis ca. 1100 nm. Dieser Empfindlichkeitsbereich ist oft nicht erwünscht und wird durch IR-Sperrfilter in der Kamera unterdrückt. Kommen Farbfilter zum Einsatz, so kann mittels Spektroskop erzeugten Lichtes das System spektral vermessen werden (siehe Abb. 2.29). Sind absolute Messungen notwendig, so muss die spektrale Charakteristik der Lichtquelle bekannt sein und berücksichtigt werden.

Die messtechnische Erfassung von Pixelgeometrie bzw. deren hochaufgelöste laterale, lokale Empfindlichkeit an einem fertig konfigurierten Sensor ist äußerst problematisch. Daher wird man sich zumeist auf Herstellerangaben beschränken müssen, was auch so im Rahmen dieser Arbeit erfolgt.

Dynamikumfang und digitale Auflösung sind durch geeignete Versuchsaufbauten gut verifizierbar. Diesbezügliche Herstellerangaben sind häufig zu optimistisch. Erfolgt keine Lichtzufuhr auf den Sensor, so kann leicht Information zum Dunkelstrom-Rauschen gewonnen werden. Je nach technischem Aufwand wird ein erheblicher zufälliger – meist thermischer – Rauschanteil bestehen (Abb. 2.31a). Wird dieser beseitigt, sind oft systematische Störungen erkennbar, die durch den nicht 100%igen Ladungstransport bei CCD-Sensoren oder die Einstreuung digitaler Steuerleitungen auftreten können (Abb. 2.31b).



**Abb. 2.31a/b** Dunkelstrom-Rauschen des grünen Kanals einer XC003P Farbkamera mit *Matrox Meteor-II/MC Frame Grabber*; links (a) bei einem Einzelbild mit 40 ms Belichtungszeit; rechts (b) als pixelweisen Mittelwert aus 10 Einzelbildern. Während sich das Einzelbild durch ein statistisch zufällig verteiltes Rauschen auszeichnet, zeigen die Mittelwerte einen linearen Trend innerhalb der Zeilen und eine Spaltenstruktur mit einem einzelnen hellen Pixel bei einem jeweiligen Abstand von 16 Pixeln; Grauwerte 64fach gespreizt und in Falschfarbendarstellung (dunkel: blau, hell: rot).

Die Überprüfung der maximalen Bestrahlungsstärke bzw. Bestrahlung sollte mit der der Applikation entsprechenden Strahlcharakteristik erfolgen und mit einer Überprüfung

der Linearität – wenn diese erforderlich ist – verbunden sein. Vor dem Sättigungsbereich linearer Sensoren ist ein nichtlinearer Übergangsbereich zu erwarten. Die maximale Bestrahlungsstärke bzw. Bestrahlung sollte unterhalb dieses nichtlinearen Übergangsbereiches definiert werden. Bei integrierenden Sensoren mit elektronischem *Shutter*<sup>1</sup> kann die Linearitätsmessung bei konstanter Bestrahlungsstärke bedingt auf eine Zeitmessung zurückgeführt werden. Ist dies nicht möglich, so kann mit verschiedenen Graufiltern bei unterschiedlichen, konstanten Bestrahlungsstärken gearbeitet werden.

Eine Korrektur zur Erhöhung der Homogenität einer Sensormatrix sollte mehrstufig erfolgen. In einem ersten Schritt sollten bekannte, stark defekte Einzelpixel, deren Positionen in Listen abgespeichert sein kann, durch geeignete Interpolation ersetzt werden. In einem zweiten Schritt sollte eine Kompensation des Dunkelstroms erfolgen. Je nach Qualität der Elektronik der Kamera können ein globaler Offsetwert oder jeweils Pixel-bezogene, additive Offsetwerte (Dunkel-Referenzbild) sinnvoll sein. Bei linearen CCD-Sensoren ist meist nur ein jeweils Pixel-bezogener, multiplikativer Faktor zur weiteren Verbesserung der Homogenität notwendig. Diese Faktoren können durch eine Belichtung bei maximaler Bestrahlungsstärke bzw. Bestrahlung gewonnen werden (Hell-Referenzbild). Das Ergebnis dieser Prozedur sollte ein homogenes Bild sein, das bei Dunkelheit Pixelwerte von 0,0 und bei maximaler Beleuchtung von 1,0 bei Gleitkommadatenformaten bzw. 255 oder 4095 bei ganzzahligen Datentypen ausweist.

Insbesondere bei Kameras mit großflächigen Sensoren und internen Prozessoren muss damit gerechnet werden, dass bereits durch den Hersteller zahlreiche Korrekturen der Pixeldaten erfolgt sind und nicht für jede Pixelposition tatsächlich ein an diesem Ort bestimmter Messwert ausgegeben wird. Im Zuge dieser Arbeit erfolgten eine Bestimmung defekter Pixel und eine globale Dunkelstromkompensation durch entsprechenden Abgleich des Analog/Digital-Wandlers. Bei kleineren Messfeldern wurde auf die Korrektur mittels Hell-Referenzbild verzichtet und dafür Objektlage und Messfeld geeignet gewählt. Zur Verringerung des Rauschens erfolgte bei Bedarf eine pixelweise Mittelung über 10 Einzelbilder.

Die Geschwindigkeit der Einzelaufnahme des Sensors ist in erster Linie durch die Belichtungszeit – bei integrierenden Sensoren – und das vom Pixeltakt bestimmte Auslesen gekennzeichnet. Bei einer kontinuierlichen Bildaufnahme müssen die Bilddaten vom System in der notwendigen Zeit auch transportiert und verarbeitet werden. Auch hier können Herstellerangaben zu optimistisch sein, sodass eine Messung der tatsächlichen Datentransferraten am konkreten System notwendig sein kann. Besonders die Leistungsfähigkeit digitaler Bussysteme wie *USB*, *FireWire* oder *Ethernet* werden durch die Ressourcen des Rechnersystems und deren aktuelle Belastung wesentlich mitbestimmt. Das in dieser Arbeit benutzte System arbeitete mit einer analogen Kamera nach CCIR-Norm<sup>2</sup>. Die Bildaufnahme erfolgte mit 25 Vollbildern pro Sekunde ohne Bildverlust bei einer CPU-Belastung von 15%.

---

<sup>1</sup> Belichtungssteuerung ohne mechanisch bewegte Teile, die besonders kurze und für alle Pixel gleiche Belichtungszeiten gestattet.

<sup>2</sup> Geläufige Bezeichnung für den europäischen Standard für das Schwarz/Weiß-Fernsehen mit 50 Halbbildern je Sekunde, hier mit drei getrennten Signaladern für die RGB-Übertragung und mit einer zusätzlichen Signalader für das reine Synchronisationssignal betrieben.

Die messtechnische Überprüfung der Konfektionierung betrifft besondere die Sauberkeit der optischen Flächen, worauf im folgenden Abschnitt über Störungen noch näher eingegangen wird. Auch die korrekte Ausführung der Schutzabdeckungen, z. B. der Einsatz von Quarz anstatt von gewöhnlichem Glas für UV-Kameras muss gegebenenfalls überprüft werden. Insbesondere gekühlte Systeme mit Sensoren in Vakuumkammern sind problematisch, da diese Kameras eine gewisse Wartung erfordern und von Zeit zu Zeit ein erneutes Evakuieren oder sogar eine Erwärmung<sup>1</sup> notwendig ist.

### *Störgrößen*

Auch in dieser Systemkomponente wirken sich thermische Veränderungen negativ aus. Insbesondere führt eine Temperaturerhöhung zu einer Zunahme des thermischen Rauschens des Sensors. Durch aktive Kühlung oder Mittelung kann dies verringert werden. Abb. 2.32a/b zeigen die Rauschunterdrückung durch Mittelung. Bei älteren analogen Systemen kann auch eine Unsicherheit<sup>2</sup> in der Synchronisation auftreten, die zu ungenauen oder schwankenden räumlichen Zuordnung von Pixel führen kann. Die Ausschnittsvergrößerungen der Abb. 2.32a/b zeigen die Überprüfung der Synchronisation an einem Defekt-Pixel. Gleichfalls zeigen diese Abbildungen, mit welchen Störungen durch Blendenwirkungen zu rechnen ist, wenn der Strahleinfall unter stark stumpfen Winkeln erfolgt. Hingegen zeigt Abb. 2.32c wie störend Verunreinigungen bei spitzen, abbildenden Strahlen sind. Die Ausschnittsvergrößerung zeigt die Beugungsfiguren von Verunreinigungen in weit vom Sensor entfernten Ebenen. Anhand der Ausprägung der Beugungsfiguren kann die Lage der Verunreinigung abgeschätzt werden. Durch definiertes Verkippen und Bestimmung der Positionsänderung des Abbildes ist die Lage der Verunreinigung auch berechenbar. Die Beseitigung von Verunreinigungen in Sensornähe ist durchaus problematisch. So werden Sensor-Chips ohne Abdeckglas vom Hersteller zumeist nur bei einem kundenseitigen Verzicht auf Garantie und Gewährleistung geliefert.

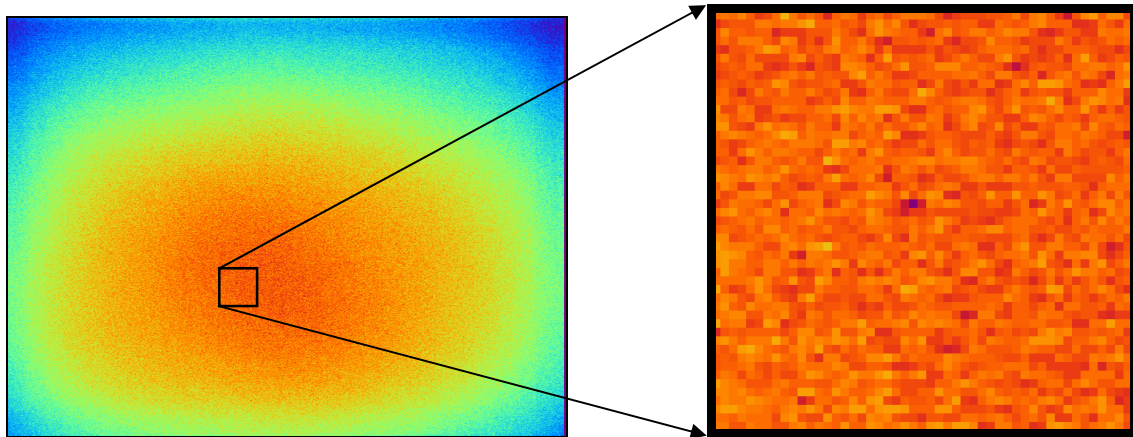
Nicht selten stellt die Kamera selbst eine erhebliche Wärmequelle dar, die auch durch ihre Nähe zum Abbildungssystem sich negativ auf das Gesamtsystem auswirkt. So benötigt die in dieser Arbeit benutzt Farbkamera ca. 6 W, die größtenteils in Wärme umgewandelt werden. Durch zusätzliche großflächige Kühlkörper und lange Einlaufzeiten kann eine bessere thermische Stabilität erzielt werden. Für diese Arbeit wurde die Kamera mit zwei Kühlkörpern nachgerüstet und je nach benutztem Stativ eine Einlaufzeit von mindestens drei bzw. einer Stunden den Messungen vorgelagert. Die aktive Kühlung durch motorische Lüfter ist wegen der möglichen Einbringung von mechanischen Schwingungen bei hochauflösenden Systemen problematisch.

---

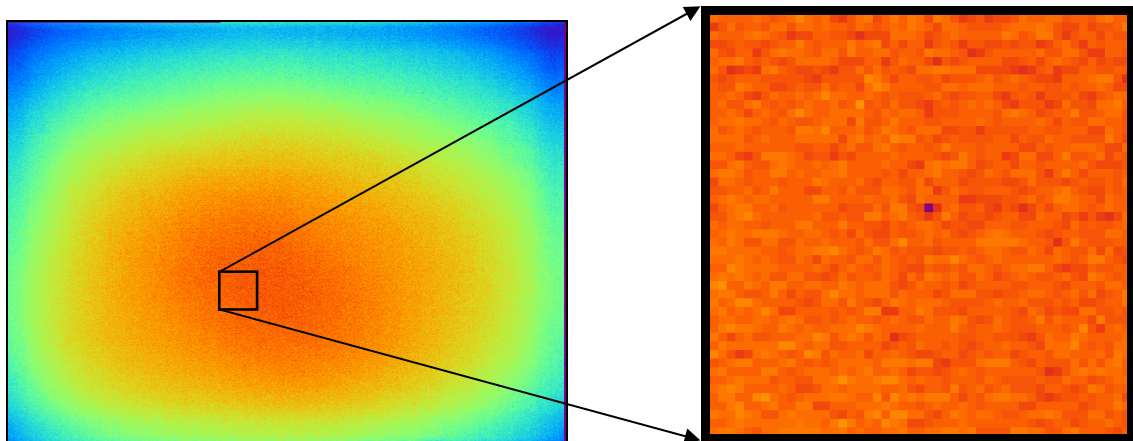
<sup>1</sup> Zum Säubern von Vakuum-Gettermaterial oder Beseitigen von Ablagerungen; in der engl. Fachsprache: *CCD-bakeout*.

<sup>2</sup> In der engl. Fachsprache: *pixel jitter*.

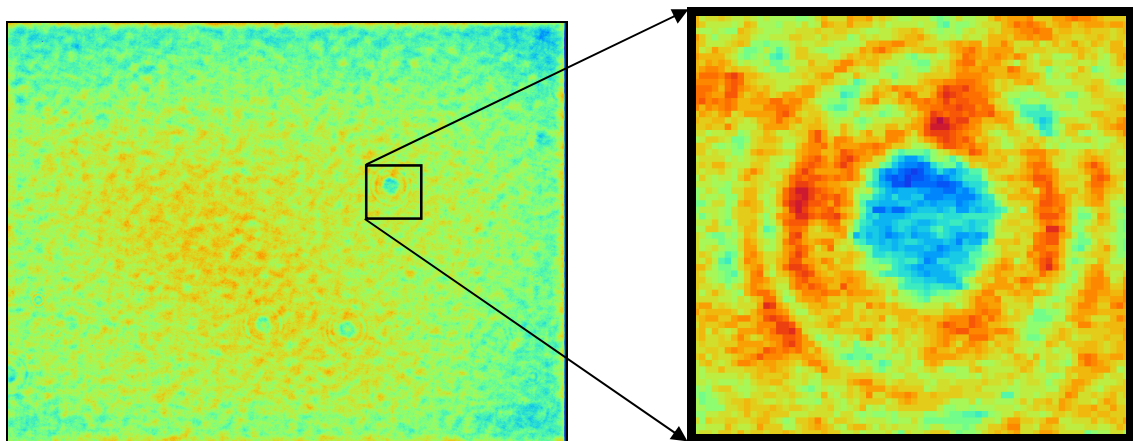




**Abb. 2.32a** *Shading* des grünen Kanals einer XC003P Farbkamera bei gleichmäßiger, diffuser Beleuchtung mit einem charakteristischen Empfindlichkeitsabfall an den Rändern und einer Ausschnittsvergrößerung mit einem Defekt-Pixel (*dark-pixel*); Grauwerte 4fach gespreizt in Falschfarbendarstellung (dunkel: blau, hell: rot).



**Abb. 2.32b** Wie Abb. 2.32a aber mit Mittelwertbildung aus 10 Einzelbildern zur Verminderung des Rauschens des Analog/Digital-Wandlers.



**Abb. 2.32c** Geringes *Shading* des grünen Kanals einer XC003P Farbkamera bei gleichmäßiger Beleuchtung mit ebenen Wellenfronten (paralleles Licht), dafür aber Specklemuster und Beugung an Verunreinigungen, hier in der vordersten Fläche des RGB-Farbtellers, ca. 17 mm vor dem Sensor; Grauwerte 4fach gespreizt in Falschfarbendarstellung (dunkel: blau, hell: rot).



## 2.4 Zusätzliche Baugruppen

Die zusätzlichen Baugruppen wie Rahmenkonstruktion, Abschirmung oder mechanische Antriebe sind für die Kennziffern des Gesamtsystems häufig entscheidend. Besonders produktionsnahe, automatische Systeme besitzen umfangreiche zusätzliche Baugruppen, wie Handling<sup>1</sup>-Systeme mit Robotern. Hier sollen nur einfache Systeme ohne motorische X/Y-Tische und ohne automatische Handlingsysteme betrachtet werden. Lediglich ein motorischer Z-Trieb ist für diese Arbeit unverzichtbar. Die Problematik bezüglich Wärme- und Schwingungsentwicklung am motorischen Z-Trieb lässt sich aber prinzipiell auch auf andere Antriebe übertragen.

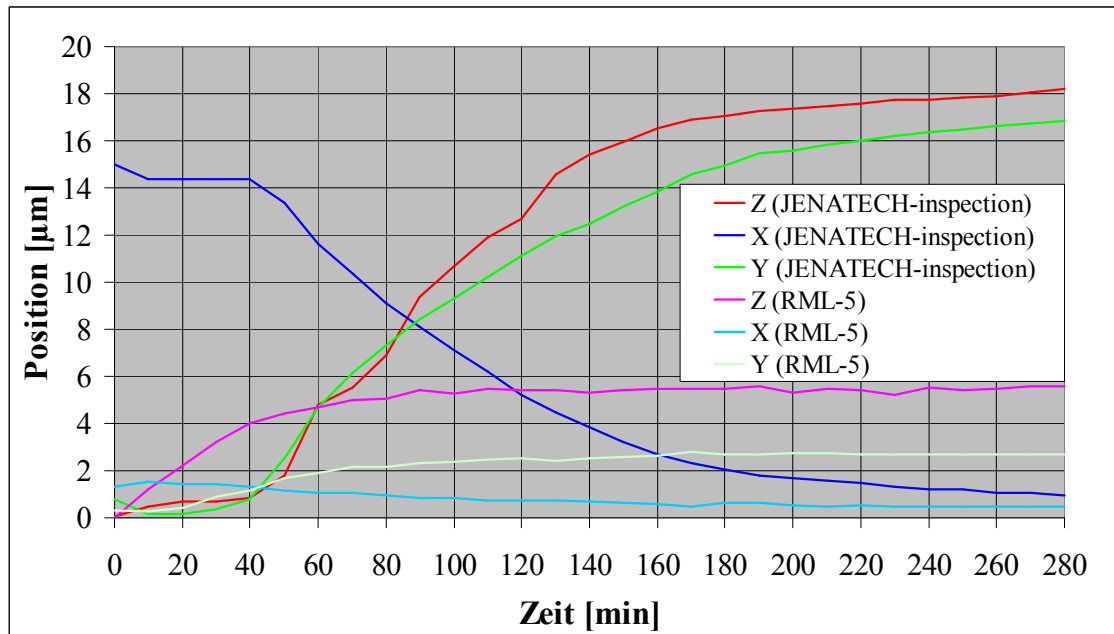
### *Werkstoffe und Z-Trieb*

Thermische Ausdehnung, Formtreue, Masse, Festigkeit und Kosten sind einige Parameter, die für die Wahl der Materialien für den Trägerrahmen eine Rolle spielen. Kommerzielle Mikroskope besitzen Stative aus Aluminiumlegierungen. Bei hohen Anforderungen an die thermische Stabilität und Driftfreiheit kommen Naturhartgesteine wie Granit und Diabas zum Einsatz. Wie die Zusammenstellung verschiedener Materialien und deren thermisches Ausdehnungsverhalten in Tab. 2.5 zeigt, muss bei einem 1 Meter langen Aluminiumstab mit einer Längenänderung von 20 µm gerechnet werden, wenn sich die Temperatur um 1 K ändert. Ein Stab gleicher Länge aus Super-Invar-Stahl würde sich hingegen nur um ca. 0,6 µm ändern. Eine Stabilisierung der Systemtemperatur vermindert die thermischen Drifts. Mit mehrstufigen Systemen sind Stabilitäten von <0,1 K erzielbar, wie sie beispielsweise in der Halbleiterindustrie notwendig sind. Im Extremfall muss sogar die Wärmezufuhr durch die Infrarotstrahlung des Bedienpersonals beachtet werden. Für diese Arbeit standen nur Mikroskope mit Stativen aus Aluminiumguss zur Verfügung. Abb. 2.33 zeigt das Driftverhalten eines schweren *JENATECH-inspection* Stativs, bei dem sich erst zirka drei Stunden nach dem Einschalten ein Gleichgewicht einstellt. Das wesentlich kleinere und leichtere Stativ des *RML-5* Mikroskops zeigt – wie zu erwarten ist – kleinere Driftbewegungen und erreicht bereits nach weniger als einer Stunde stabile Positionen.

Material	Dichte $\left[ \frac{\text{kg}}{\text{dm}^3} \right]$	Linearer Wärmeausdehnungskoeffizient (bei 20°C) $\left[ \frac{\mu\text{m}}{\text{K} \cdot \text{m}} \right]$
Aluminium-Legierungen	2,63–2,85	18–24
Al-Si-Legierungen (50/50) RSA-453	2,5	11
Spanend bearbeitbare Glaskeramik ( <i>Macor</i> )	2,52	7,4
Glas (BK7)	2,51	7,1
Granit (schwarzer, afrikanischer)	2,85–3,0	6,5–5,9
Invar-Stahl (Fe64/Ni36)	8,0	1,7–2,0
Quarzglas ( <i>Fused Silica</i> )	2,2	0,48
Super-Invar-32-5 (Ni32/Co5)	8,15	0,63
Transparente Glaskeramik ( <i>Zerodur</i> )	2,53	0,0 ±0,1
Titanium-Silicatglas (ULE)	2,2	0,0 ±0,03

**Tab. 2.5** Zusammenstellung verschiedener Materialien, deren Dichten und linearen Wärmeausdehnungskoeffizienten [2.100]–[2.103].

<sup>1</sup> Aus dem Engl. stammender Begriff der Fachsprache für einen gezielten Transport.



**Abb. 2.33** Drift eines *JENATECH-inspection* bzw. eines *RML-5* Mikroskops nach dem Einschalten bei maximaler Durchlichtbeleuchtung. Bestimmt mit einem Planachromat 50x/0,80 mit 1x Videoadapter bzw. einem Planapochromat 40x/0,90 mit 4x Videoadapter an einem 5 µm Gitter bei einer Raumtemperatur von  $22,5 \pm 0,5^\circ\text{C}$ .

Bezüglich thermischer Drifts besitzt das kleinere Mikroskop zwar Vorteile, aber die Größe der aufnehmbaren Proben ist auch erheblich begrenzt. So erzwingt z.B. die Positionierung von 12 Zoll<sup>1</sup> (300 mm) Wafer oder 6 Zoll Masken als Messobjekte größere Mikroskoptische.

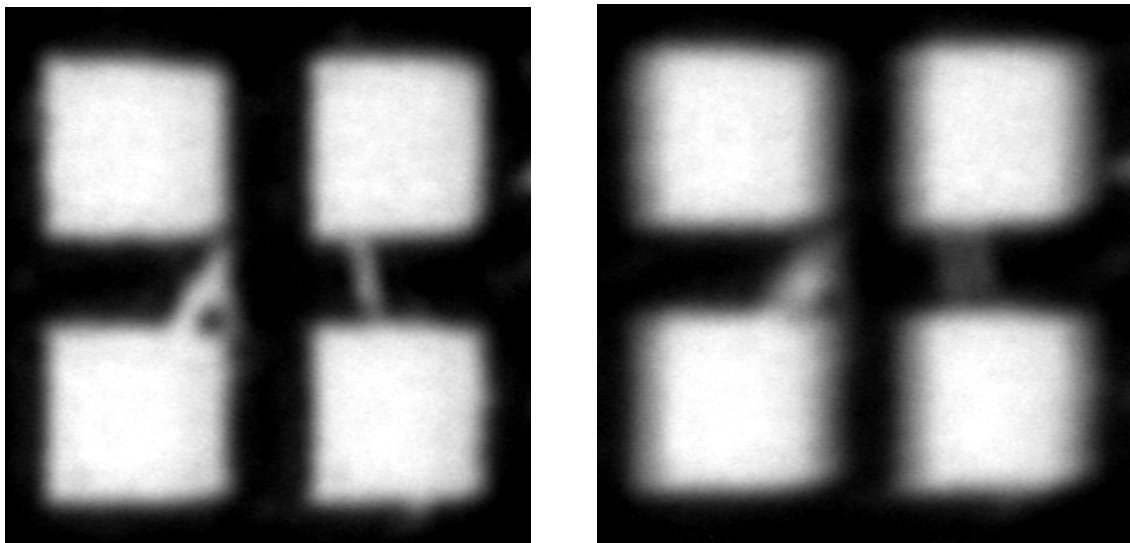
Im Rahmen dieser Arbeit wurde zur Realisierung der notwendigen Bewegung in der Z-Achse ein motorischer Trieb mit einem 5-Phasen-Schrittmotor benutzt, der sowohl am *JENATECH-inspection* als auch am *RML-5* befestigt werden kann. Angeflanscht auf den jeweiligen Grobtrieb erfolgt über eine Kupplung der direkte Antrieb des Feintriebs. Bei der Mechanik handelte es sich um ein älteres Labormuster der Firma Carl Zeiss Jena. Da für den benutzten 5-Phasen-Motortyp keine kommerzielle Steuerelektronik verfügbar war, wurde mit einem Basic-Tiger-Microcontroller und drei 2-Phasen-Treibern eine entsprechende Elektronik realisiert, die die Steuerung des Z-Triebes über eine EIA-232 durch einen PC gestattet. Die Firmware<sup>2</sup> erlaubt einen Halbschrittbetrieb mit 2000 Schritten pro Umdrehung. In Verbindung mit den Feintrieben der Mikroskope bedeutet dies eine theoretische Schrittweite von 50 nm. Praktisch sprechen die Untersuchungen zur Schärfentiefe dafür, dass mit Sicherheit zumindest jeder zweite Schritt auch tatsächlich eine Bewegung auslöst. In mehrstündigen zyklischen Auf/Ab-Bewegungen konnte bei den verwendeten geringen Schrittgeschwindigkeiten kein Schrittverlust nachgewiesen werden. Daher ist davon auszugehen, dass der Z-Trieb innerhalb einer Schrittfolge in gleicher Richtung nicht schlechter als 0,1 µm positioniert.

<sup>1</sup> Längeneinheit des angloamerikanischen Maßsystems, die 2,54 cm entspricht und in der engl. Fachsprache als: *inch* bezeichnet wird.

<sup>2</sup> Hardwarenahe Software, die hier direkt im Microcontroller abgelegt ist.

### Störgröße Schwingungen

Ein weiteres Problem für hochauflösende Systeme ist ihre Empfindlichkeit bezüglich mechanischer Schwingungen. Abb. 2.34a/b zeigen die Wirkungen von Schwingungen, die als Körperschall vom Fußboden auf das Messsystem übertragen werden. Derartige Einflüsse können durch passive oder aktive Dämpfungen vermindert werden. Bei aktiven Dämpfungssystemen werden die Schwingungen gemessen und durch gegenphasig-erzeugte Schwingungen kompensiert. Derartige Systeme sind in unterschiedlichen Ausführungen kommerziell verfügbar. Problematisch ist aber auch die Erzeugung von Schwingungen innerhalb des Systems durch motorische Antriebe. Bei Systemen mit großen Gehäuseflächen ist auch eine negative Wirkung durch den Luftschall möglich.



**Abb. 2.34a/b** Auswirkungen von Schwingungen, die mit einem in 2 Meter Entfernung auf dem Fußboden befindlichen Lautsprecher bei 1 Watt Anregungsleistung und 137 Hz erzeugt werden, auf das Kamerabild; links (a) ohne Schwingungen bzw. bei keiner Ankopplung zur schwimmenden Fußbodenplatte; rechts (b) mit einer Ankopplung zur schwimmenden Fußbodenplatte; aufgenommen mit einem *RML-5* Mikroskop, einem Planapochromat 40x/0,90 und 4x Videoadapter an einem 5 µm Gitter. Das Mikroskop befindet sich auf einem normalen Holztisch ohne zusätzliche Schwingungsdämpfung.

Mit wachsender Miniaturisierung werden in zahlreichen technischen Prozessen Partikel in der Raumluft zu Störungsquellen. Diese Störung betrifft weniger optische Streuprozesse, als vielmehr die mögliche Verunreinigung von Oberflächen der zu bearbeitenden oder zu untersuchenden Objekte. Zur Klassifizierung der Umgebung bezüglich einer Verunreinigung mit Partikel wurden branchenbezogene Standard Reinraumklassen definiert. Beispielsweise klassifiziert die Halbleiterindustrie ihre Reinräume durch Partikelanzahlen in Größenbereich von 0,1–5 µm. So definierte der *Federal Standard 209E*<sup>1</sup> die Reinraumklasse 10 mit 10 zulässigen Partikeln über 0,5 µm pro Kubik-Fuß<sup>2</sup>, was nach der aktuellen Norm ISO 14644<sup>3</sup> einer Klasse ISO-4 entspricht. Da insbesondere

<sup>1</sup> Definierte Partikelanzahlen im Größenbereich 0,1–5 µm, wobei die Anzahl pro Kubikfuß der Größe 0,5 µm der Klassennummer entsprach. US FED STD 209E ist seit dem 29. November 2001 nicht mehr gültig, wird aber noch häufig benutzt.

<sup>2</sup> Längeneinheit des angloamerikanischen Maßsystems (engl.: *foot*, Plural: *feet*) mit 1 ft = 0,3048 m.

<sup>3</sup> Löste die US FED STD 209E ab und erweiterte den Klassenumfang in beiden Richtungen (ISO Klassen 1, 2 und ISO Klasse 9), wobei verschärfend keine Messausreißer mehr erlaubt sind.

die Ablagerung von Partikeln auf Oberflächen verhindert werden soll, wird in sensiblen Arbeitsbereichen mit turbulenzarmen (laminaren) Strömungen von gereinigter Luft gearbeitet. Diese Luftströmungen können zu zusätzlichen Schwingungsproblemen führen oder äußere thermische Veränderungen in das System übertragen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde auf eine zusätzliche, systemseitige Temperaturregelung verzichtet. Bauliche Gegebenheiten (fensterloser Kellerraum, ohne Heizkörper), eine Zugangsbeschränkung und das Abschalten unnötiger elektrischer Geräte begrenzte die Temperaturschwankung des Messraumes auf  $\pm 0,5$  K. Die Schwingungsdämpfung erfolgte passiv, wobei bei Notwendigkeit ein spezieller, schwerer, schwingungsgedämpfter Granittisch zum Einsatz kam (siehe Instrumentenverzeichnis). Der Einfluss des Z-Triebes als einzige interne Schwingungsquelle wurde durch einen langsamen Schrittbetrieb des Motors und Wartezeiten vor den Bildaufnahmen minimiert. Die benutzten Proben erforderten keine Maßnahmen zur Partikelreduktion der Raumluft, somit konnte auch auf jegliche aktive Luftströmung verzichtet werden.

## 2.5 Literaturverzeichnis

- [2.1] Schug, M.: *Verschränkte Photonenpaare*. Zusammenfassung Seminare über moderne Experimente der Quantenoptik und Atomphysik; Universität Mainz; (2006); digital unter: [http://www.quantum.physik.uni-mainz.de/lectures/2006/ss06\\_Seminar\\_QuantenAtom/Michael\\_Schug\\_Zusammenfassung.pdf](http://www.quantum.physik.uni-mainz.de/lectures/2006/ss06_Seminar_QuantenAtom/Michael_Schug_Zusammenfassung.pdf); (Zugriff am 12.07.2007).
- [2.2] Ursin, R.; et al.: *Entanglement-based quantum communication over 144 km*. Nature Physics, Nr. 3; S. 481–486; (2007).
- [2.3] Zhang, Q.; et al.: *Experimental quantum teleportation of a two-qubit composite system*. Nature Physics, 2; S. 678–682; (2006).
- [2.4] Haferkorn, H.: *Optik Physikalisch-technische Grundlagen und Anwendungen*. 4. bearbeitete und erweiterte Auflage; S. 23–27; (2003); WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim.
- [2.5] Pertsch, T.: *Nanostrukturierte Metamaterialien und deren Anwendungspotenzial für Abbildungsoptiken jenseits des Abbe'schen Auflösungslimits*. Vortrag auf dem 371. JENAer Carl-Zeiss-Optikkolloquium; (2008).
- [2.6] Haferkorn, H.; S. 27–29; (2003).
- [2.7] Grant, F.: *Intoduction to modern optics*. Second Edition; S. 25; (1989); Dover Publications, Inc.; New York.
- [2.8] Wharam, D.; Müther, H.: *Vorlesung Physik III, 57. Stunde*. Universität Tübingen; (2003); digital unter: [http://timms.uni-tuebingen.de/List/List01.aspx?rpattern=UT\\_200\[34\]\\_\\_\\_\\_00\[12\]\\_physik3\\_000\\_](http://timms.uni-tuebingen.de/List/List01.aspx?rpattern=UT_200[34]____00[12]_physik3_000_); (Zugriff am 25.07.2007).
- [2.9] Zimmermann, C.; Schreiber, F.: *Vorlesung Physik VI, 27. Stunde*. Universität Tübingen; (2006); digital unter: [http://timms.uni-tuebingen.de/List/List01.aspx?rpattern=UT\\_2006\\_\\_\\_\\_00\[12\]\\_exphys6\\_000\\_](http://timms.uni-tuebingen.de/List/List01.aspx?rpattern=UT_2006____00[12]_exphys6_000_); (Zugriff am 25.07.2007).
- [2.10] Ilberg, W.; et al.: *Physikalisches Praktikum für Anfänger*. 4. erweiterte und bearbeitete Auflage; S. 349–356; (1977); BSB B.G. Treubner Verlagsgesellschaft, Leipzig.
- [2.11] Recknagel, A.: *Physik Optik*. 9. unveränderte Auflage; S. 129–132; (1979); VEB Verlag Technik, Berlin.
- [2.12] Häusler, G.: *Wellen- und Fourieroptik*. Vorlesung im SS 2006; Universität Erlangen ; digital unter: [http://kerr.physik.uni-erlangen.de/osmin/lectures\\_classes/Wellenoptikskript\\_SS06/skript\\_V1.4.3.pdf](http://kerr.physik.uni-erlangen.de/osmin/lectures_classes/Wellenoptikskript_SS06/skript_V1.4.3.pdf); (Zugriff am 27.07. 2007).
- [2.13] Goodman, J.W.: *Intoduction to Fourier Optics*. Second Edition; S. 40–46; (1996); McGraw-Hill Book Co., Singapore.
- [2.14] Goodman, J. W.: *Some effects of target-induced scintillation on optical radar performance*. Proceedings of the IEEE; Vol. 53; No. 11; Nov.; S. 1688–1700; (1965).
- [2.15] Krause, M. H.: *Angewandte statistische Optik in der Weißlicht-Interferometrie: Räumliches Phasenschieben und Einfluss optisch rauer Oberflächen*. Dissertation; S.39–44; (2007); Univ. Heidelberg; digital unter: [http://archiv.ub.uni-heidelberg.de/volltextserver/volltexte/2007/7456/pdf/Dissertation\\_Dekanat\\_UB.pdf](http://archiv.ub.uni-heidelberg.de/volltextserver/volltexte/2007/7456/pdf/Dissertation_Dekanat_UB.pdf); (Zugriff am 11.11.2007).
- [2.16] Köhler, A.: *Ein neues Beleuchtungsverfahren für mikrophotographische Zwecke*. Zeitschrift für wissenschaftliche Mikroskopie und für mikroskopische Technik. Nr. 10; S. 433–440; (1893).
- [2.17] Michel, K.: *August Köhler siebzig Jahre alt*. Die Naturwissenschaften; 24. Jahrgang; Heft 10; S. 145–150; (1936).
- [2.18] Beyer, H.; Riesenberger, H.: *Handbuch der Mikroskopie*. 3., stark bearbeitete Auflage; S. 146; (1988); VEB Verlag Technik, Berlin.
- [2.19] Grimsehl, E.: *Lehrbuch der Physik*. Band 3: Optik; 18. Auflage; neu bearbeitet von H. Haferkorn; S. 185; (1985); BSB B.G. Teubner Verlagsgesellschaft; Leipzig.
- [2.20] Hild, R.; et al.: *Der Einfluß von partiell kohärenter Beleuchtung und Defokussierung auf die Abbildung von Zellstrukturen*. Experimentelle Technik der Physik; Jahrgang 34; Nr. 4; S. 241–249; (1986).

- [2.21] Mahr Vision: *Optische Koordinatenmeßtechnik Katalog*. Version vom 17.07.2007; digital unter: <http://www.mahr.com/scripts/relocateFile.php?ContentID=5821&NodeID=11718&FileID=6501&ContentDataID=19678>; (Zugriff am 09.08. 2007).
- [2.22] Mitutoyo: *Homepage, Bildverarbeitungsgeräte, FAQ*. digital unter: <http://www2.mitutoyo.de/de/bildverarbeitungsmessgeraete/faq/index.html?0=>; (Zugriff am 09.08. 2007).
- [2.23] Scheuring, G.; et al.: *Fully automated CD-Metrology and Mask Inspection in a Mask Production Environment using the MueTec <M5k> DUV Tool*. 19th European Conference on Mask Technology for Integrated Circuits and Microcomponents; Proc. of SPIE; Vol. 5148; S. 138–147; (2003); digital unter: [http://www.muetec.com/download-files/EMC-2003\\_muetec-final.pdf](http://www.muetec.com/download-files/EMC-2003_muetec-final.pdf); (Zugriff am 09.08.2007).
- [2.24] Hillmann, F.; et al.: *DUV Water Immersion Technology Extends Linearity First Results from the new 65 nm Node CD Metrology System LWM500 WI*. 21st European Mask and Lithography Conference; Proc. of SPIE; Vol. 5835; S. 167–177; (2005); digital unter: [www.vistec-semi.com/pdfs.nsf/\(ALLIDs\)/D99887CAD9F7F996C1256F890057854B/\\$FILE/121904\\_EML\\_C\\_MueTec\\_Paper.pdf](http://www.vistec-semi.com/pdfs.nsf/(ALLIDs)/D99887CAD9F7F996C1256F890057854B/$FILE/121904_EML_C_MueTec_Paper.pdf); (Zugriff am 09.08.2007).
- [2.25] Gross, R.: *Lecture Notes of Prof. Gross to the Lectures Physics 3 – Kapitel 5*. Techn. Universität München; S. 191–216; (2003); digital unter: [http://www.wmi.badw-muenchen.de/teaching/Lecturenotes/Physik3/Gross\\_Physik\\_III\\_Anhang\\_1.pdf](http://www.wmi.badw-muenchen.de/teaching/Lecturenotes/Physik3/Gross_Physik_III_Anhang_1.pdf); (Zugriff am 13.08.2007).
- [2.26] Gross, R.: *Lecture Notes of Prof. Gross to the Lectures Physics 3 – Anhang A*. Techn. Universität München; S. 511–516; (2003); digital unter: [http://www.wmi.badw-muenchen.de/teaching/Lecturenotes/Physik3/Gross\\_Physik\\_III\\_Kap\\_5.pdf](http://www.wmi.badw-muenchen.de/teaching/Lecturenotes/Physik3/Gross_Physik_III_Kap_5.pdf); (Zugriff am 13.08.2007).
- [2.27] Goodman, J.W.; S. 46–53; (1996).
- [2.28] Demtröder, W.: *Experimentalphysik 2 – Elektrizität und Optik*. 4., überarbeitete und erweiterte Auflage; S. 332–334; (2006); Springer, Berlin.
- [2.29] Gross, R.: *Optische Fouriertransformation*. Universität Münster, Institut für Angewandte Physik; (2004); digital unter: [http://www.uni-muenster.de/Physik.AP/Veranstaltungen/F-Praktikum/anleitungen/Optische\\_Fouriertransformation.pdf](http://www.uni-muenster.de/Physik.AP/Veranstaltungen/F-Praktikum/anleitungen/Optische_Fouriertransformation.pdf); (Zugriff am 26.08.2007).
- [2.30] Hewlett, S. J.; et al.: *Image intensity at the edge of a straight edge object*. Journal of Modern Optics; Vol. 37; No. 12; S. 2017–2024; (1990).
- [2.31] Zhang, Y.; Milster T.: *Channel Modeling*. Optical Science Center University of Arizona Tucson; (2002); digital unter: <http://www.optics.arizona.edu/ODSCsponsors/02-01-31Semi-AnnualReport/R%20-%20Zhang%20-%20Appendix%20O.pdf>; (Zugriff am 26.08.2007).
- [2.32] Goodman, J.W.; S. 135–136; (1996).
- [2.33] Goodman, J.W.; S. 159; (1996).
- [2.34] Goodman, J.W.; S. 139; (1996).
- [2.35] Goodman, J.W.; S. 155–156; (1996).
- [2.36] Nitzsche, G.; at al.: *Partiell kohärente Abbildung komplexer Objekte*. Experimentelle Technik der Physik; Jahrgang 34; Heft 2; S. 57–66; (1986).
- [2.37] Hild, R.; at al.: *Partiell kohärente Hochpaßfilterung komplexer Objekte*. Experimentelle Technik der Physik; Jahrgang 35; Heft 4; S. 249–258; (1987).
- [2.38] Hopkins, H. H.: *On the diffraction theory of optical images*. Optical Transfer Function: Foundation and Theory; SPIE Milstone Series Volume MS 59; S. 121–140; 1992; Nachdruck von: Proceedings of the Royal Society A, Vol. 217; S. 408–432; (1953).
- [2.39] Hopkins, H. H.: *The frequency response of a defocused optical system*. Optical Transfer Function: Foundation and Theory; SPIE Milstone Series Volume MS 59; S. 143–153; 1992; Nachdruck von: Proceedings of the Royal Society A, Vol. 231; S. 91–103; (1955).
- [2.40] Hopkins, H. H.: *The Frequency Response of Optical Systems*. Optical Transfer Function: Foundation and Theory; SPIE Milstone Series Volume MS 59; S. 166–178; 1992; Nachdruck von: Proceedings of the Physical Society B, Vol. 69; S. 562–576; (1956).

- [2.41] Baker, L.: *Selected Papers on Optical Transfer Function: Foundation and Theory*. SPIE Mil-tone Series Volume MS 59; (1992).
- [2.42] Bagheri, S.; et al.: *On the computation of the coherent point-spread function using a low-complexity representation*. Proc. of SPIE; Vol. 6311; S. 631108-1 – 631108-14; (2006);
- [2.43] Goodman, J.W.; S. 148–149; (1996).
- [2.44] Goodman, J.W.; S. 151–154; (1996).
- [2.45] Clin, J.R.; Gu M.: *3-D Transfer Functions in Confocal Scanning Microscopy*. In: Kriete, A.; et al.: *Visualization in Biomedical Microscopies*. 3-D Imaging and Computer Applications; S. 251–282; (1992); VCH Verlagsgesellschaft; Weinheim.
- [2.46] Sheppard, C.J.R., Gu M.: *The significance of 3-D transfer functions in confocal scanning microscopy*. Journal of Microscopy; 165; S. 377–390; (1992).
- [2.47] Carl Zeiss Meditec AG: *Prospekt WASCA Analyzer*. Stand 08/2005; digital unter: [http://www.meditec.zeiss.com/88256DE40004A9B4/0/1EF005860000E2C58825722700004255/\\$file/wasca\\_de.pdf](http://www.meditec.zeiss.com/88256DE40004A9B4/0/1EF005860000E2C58825722700004255/$file/wasca_de.pdf); (Zugriff am 30.08.2007).
- [2.48] Platt, B.; Shack, R.: *History and Principles of Shack-Hartmann Wavefront Sensing*. Journal of Refractive Surgery; Vol. 17; Sept./Oct.; S. 573–577; (2001); digital unter: <http://www.mpia.de/AO/INSTRUMENTS/FPRAKT/HistoryOfShackHartmann.pdf>; (Zugriff am 04.09.2007).
- [2.49] Sehnert, W. J.: *From the finite-length line-spread function to the point-spread function*. Proc. of SPIE; Vol. 2432; S. 54–66; (1995);
- [2.50] Hansen, E. W.: *Space-domain inversion of the incomplete Abel transform*. J. Opt. Soc. Am. A; Vol. 9; No. 12; Dec.; S. 2126–2137; (1992);
- [2.51] Dallas, W. J; et al.: *Finite-length line-spread function*. J. Opt. Soc. Am. A; Vol. 4; No. 11; Nov.; S. 2039–2044; (1987);
- [2.52] Carl Zeiss Lichtmikroskopie: *3D Dekonvolution*. (2001); digital unter: [http://www.zeiss.de/C1256CFB00332E16/0/CCBA2FE91743746AC1256D05002E3111/\\$file/40-715\\_d.pdf](http://www.zeiss.de/C1256CFB00332E16/0/CCBA2FE91743746AC1256D05002E3111/$file/40-715_d.pdf); (Zugriff am 24.09.2007).
- [2.53] Charalambous, Ch. D., Logothetis, A.: *Maximum likelihood parameter estimation from incomplete data via the sensitivity equations: the continuous-time case*. Automatic Control, IEEE Trans.; Vol. 45; No. 5; May; S. 928–934; (2000); digital unter: [www.cim.mcgill.ca/~chadcha/PUBLICATIONS/CONTROL/cacc99\\_1.ps](http://www.cim.mcgill.ca/~chadcha/PUBLICATIONS/CONTROL/cacc99_1.ps); (Zugriff am 24.09.2007).
- [2.54] Dellaert, F.: *The Expectation Maximization Algorithm*. Technical Report number GIT-GVU-02-20; (2002); digital unter: [www.cc.gatech.edu/~dellaert/em-paper.pdf](http://www.cc.gatech.edu/~dellaert/em-paper.pdf); (Zugriff am 24.09.2007).
- [2.55] Goodman, J.W.; S. 142–144; (1996).
- [2.56] Scientific Volume Imaging B.V.: *Nyquist rate and PSF calculator*. (2007); digital unter: <http://support.svi.nl/wiki/CalculatorResult>; (Zugriff am 12.11.2007).
- [2.57] Janssen, A. E. M.: *Extended Nijboer–Zernike approach for the computation of optical point-spread functionse*. J. Opt. Soc. Am. A; Vol. 19; No.5; May; S. 849–857; (2002); digital unter: <http://support.svi.nl/wiki/CalculatorResult>; (Zugriff am 12.11.2007).
- [2.58] Danz, R.: *Numerische Apertur, Immersion und förderliche Vergrößerung*. Innovations 15; (2005); digital unter: [http://www.zeiss.de/C1257173002D0F60/0/3FFEDBC575A9392CC1257185003F3C48/\\$File/Innovation\\_15\\_12.pdf](http://www.zeiss.de/C1257173002D0F60/0/3FFEDBC575A9392CC1257185003F3C48/$File/Innovation_15_12.pdf); (Zugriff am 12.11.2007).
- [2.59] Demtröder, W.; S. 360–361; (2006);
- [2.60] Recknagel, A.; S. 185–188; (1979);
- [2.61] Grant, F.; S. 120; (1989).
- [2.62] Abbe, E.: *Gesammelte Abhandlungen I*. Abhandlungen über die Theorie des Mikroskops; Nachdruck der Ausgabe Jena 1904; Kapitel III. Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung; aus M. Schultze, Archiv für mikroskopische Anatomie, IX, 1873; S. 87; (1989); Georg Olms Verlag, Hildesheim.
- [2.63] Sparrow, C. M.: *Spectroscopic Resolving Power*. Astrophysical Journal; Vol. 44; Sept.; S.76–87; (1919); digital unter: [http://articles.adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-iarticle\\_query?1916](http://articles.adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-iarticle_query?1916)

- ApJ...44...76S&data\_type=PDF\_HIGH&whole\_paper=YES&type=PRINTER  
&filetype=.pdf; (Zugriff am 14.11.2007)
- [2.64] Nayyar V. P.; Verma, N. K.: *Two-point resolution of Gaussian aperture operating in partially coherent light using various resolution criteria*. Applied Optics; Vol. 17; No. 14; July.; S. 2176–2180; (1978);
- [2.65] Wong, A. Kwok-Kit: *Resolution enhancement techniques in optical lithography*. Tutorial Texts in Optical Engineering, Volume TT47; S. 117–138; (2001); SPIE Press; Bellingham, WA, USA.
- [2.66] Mack, C. A.: *Field Guide to Optical Lithography*. SPIE Field Guides, Volume FG06; S. 78–80; (2006); SPIE Press; Bellingham, WA, USA.
- [2.67] Vollrath, W.: *Optische Mikroskopie bei einer Auflösung unter 0,1 mm: Fiktion oder Vision?*. Mitteilungen für Wissenschaft und Technik, Ausgabe CDR 2, April; S. 49–70; (1999); basiert auf einem Gast-Vortrag, gehalten anlässlich der Productronica 97, München; veröffentlicht in: Productronica 97, Proceedings HLF, Fraunhofer IRB Verlag, Stuttgart; digital unter: [http://www.leica-microsystems.com/website/download.nsf/\(allids\)/d0b7141f3c55deb7c1256ad3004cda3f#](http://www.leica-microsystems.com/website/download.nsf/(allids)/d0b7141f3c55deb7c1256ad3004cda3f#); (Zugriff am 12.11.2007).
- [2.68] Dyba, M., Hell S. W.: *Focal Spots of Size  $\lambda/23$  Open Up Far-Field Florescence Microscopy at 33 nm Axial Resolution*. Physical Review Letters; Vol. 88; No. 16; April; S. 163901–163901-4; (2002); digital unter: [http://www.mpibpc.mpg.de/abteilungen/200/publications/pdf/Phys.\\_Rev.\\_Lett.\\_88\\_163901.pdf](http://www.mpibpc.mpg.de/abteilungen/200/publications/pdf/Phys._Rev._Lett._88_163901.pdf); (Zugriff am 14.11.2007).
- [2.69] Gustafsson, M.G.; et al.: *Nonlinear structured-illumination microscopy: wide-field fluorescence imaging with theoretically unlimited resolution*. Proc. Natl. Acad. Sci. USA; Vol. 102; No. 37; S. 13081–13086 (2005); digital unter: <http://cbst.ucdavis.edu/publications/gustafsson.pdf/download>; (Zugriff am 14.11.2007)
- [2.70] Tychinsky, V. P.; Velzel, C. H. F.: *Super-resolution in Microscopy*. In: Dainty J. C.: *Current Trends in Optics*. S. 255–282; (1994); Academic Press; London.
- [2.71] Пычинский, В. П.; et al.: *Измерения субмикронных структур на лазерном фазовом микроскопе «Эйрискан»*. Квантовая электроника; 24, No. 8; (1997); digital unter: <http://www.quantum-electron.ru/pdfus/fullt/1997/8/1023.pdf>; (Zugriff am 15.11.2007).
- [2.72] Selci, S.: *Scanning Diffraction Microscopy: far field microscopy by interferometry and diffraction combination*. Proceedings of SPIE; Volume 5458; S. 109–116; (2004);
- [2.73] Mack, C. A.: *The New, New Limits of Optical Lithography*. Proceedings of Emerging Lithographic Technologies VIII, SPIE; Vol. 5374; S. 1–8; (2004).
- [2.74] Litel Instruments: *Low K1 Requirements*. Homepage; (2007); digital unter: [http://lifel.net/Technology\\_LowK1Requirements.htm](http://lifel.net/Technology_LowK1Requirements.htm); (Zugriff am 15.11.2007).
- [2.75] Lercel, M.: *The Litho Roadmap and DFM*. (2006); digital unter: <http://spie.org/Documents/ConferencesExhibitions/2%20Michael%20Lercel%20Sematech%20BACUS%20DFM%202006.pdf>; (Zugriff am 15.11.2007).
- [2.76] de Klerk, J.; et al.: *Performance of a 1.35NA ArF immersion lithography system for 40nm applications*. Proceedings of SPIE; Vol. 6520 Optical Microlithography XX; (2007); Digital unter: [http://www.asml.com/immersion/eng/source/SPIE2007\\_XT1900\\_paper.pdf](http://www.asml.com/immersion/eng/source/SPIE2007_XT1900_paper.pdf); (Zugriff am 29.11.2007)
- [2.77] den Dekker, A. J.; van den Bos, A.: *Resolution: a survey*. J. Opt. Soc. Am. A; Vol. 14; No. 3; March.; S. 547–557; (1997).
- [2.78] Sementilli, P. J.; et al.: *Analysis of the limit to superresolution in incoherent imaging*. J. Opt. Soc. Am. A; Vol. 10; No. 11; Nov.; S. 2265–2276; (1993);
- [2.79] Haferkorn, H.; S. 557; (2003).
- [2.80] Beyer, H.; Riesenberger, H.; S. 56; (1988).
- [2.81] Tympel, V.; Brenneisen, H.: *Verfahren zur objektiven Bestimmung der Brennweite von Fernrohren und Kollimatoren*. Feingerätetechnik; Jahrg. 39; Num. 12; S. 545–546; (1990).
- [2.82] Young, I. T.; et al.: *Depth-of-Focus in Microscopy*. SCIA'93; Proc. of the 8th Scandinavian Conference on Image Analysis; Tromso, Norway; S. 493–498; (1993); digital unter: <http://>



- www.ph.tn.tudelft.nl/~lucas/publications/1993/SCIA93TYRZLVea/SCIA93TYRZLVea.pdf; (Zugriff am 15.11.2007).
- [2.83] Mack, C. A.; S. 75; (2006).
- [2.84] Mack, C. A.: *The Rayleigh depth of focus*. Microlithography World; Vol. 13; No. 1; S. 14–15; (2004).
- [2.85] Leica Instruments: *Leica TCS 4PI: Discover the Fluorescence Nanoworld*. CONFOCAL APPLICATION LETTER – reSOLUTION; No. 19; (2005); digital unter: [http://www.leica-microsystems.com/pdfs.nsf/\(ALLIDs\)/92B6CD1AD13C46B2C12570F800749DF3/\\$FILE/4PI-Application\\_Letter\\_19.EN.pdf](http://www.leica-microsystems.com/pdfs.nsf/(ALLIDs)/92B6CD1AD13C46B2C12570F800749DF3/$FILE/4PI-Application_Letter_19.EN.pdf); (Zugriff am 17.11.2007).
- [2.86] Qingguo, Yang; et al.: *Optimized phase pupil masks for extended depth of field*. Optics Communications; Vol. 272; No. 1; S. 56–66; (2007).
- [2.87] Häusler, G.: *A method to increase the depth of focus by two step image processing*. Optics Communications; Vol. 6; No. 1; S. 38–42; (1972).
- [2.88] Häusler, G.; Körner E.: *Expansion of depth of focus by "image de-puzzling"*. IEEE Proceedings of the Sixth International Conference on Pattern Recognition; S. 1201–1202; (1982).
- [2.89] Häusler, G.; Körner E.: *Abbildung mit erweiterter Schärfentiefe*. Zeiss Information; Oberkochen; No. 29; S. 9–13; (1986).
- [2.90] National Communications System, Technology & Standards Division: *Federal Standard 1037C*. Telecommunications: Glossary of telecommunication terms; (1996); digital unter: <http://www.its.bldrdoc.gov/fs-1037/> (Zugriff am 13.12.2007).
- [2.91] Judson Technologies: *Judson Technologies Detector Offerings*. Digital unter: <http://www.judsontechnologies.com/ImagePDFfiles/ProdOverview-031303.pdf>; (Zugriff am 13.12.2007).
- [2.92] Maier, J.: *Instrumentelle Analytik Strahlungsdetektoren*. N06\_Detektoren\_d.doc; digital unter: [http://www.fh-muenchen.de/home/fb/fb06/professoren/maier/analytik/Blaetter/N06\\_Detektor\\_en\\_d.pdf](http://www.fh-muenchen.de/home/fb/fb06/professoren/maier/analytik/Blaetter/N06_Detektor_en_d.pdf); (Zugriff am 13.12.2007).
- [2.93] Sutor; Bischoff: *INFORMATIONSELEKTRONISCHES PRAKTIKUM (Versuch 10: Thermo-Analyse)*; TU Ilmenau; Wintersemester 2004/2005 (2004); digital unter: [http://www.tu-ilmenau.de/fakei/fileadmin/template/fg/se\\_et/div/IEP\\_V10.pdf](http://www.tu-ilmenau.de/fakei/fileadmin/template/fg/se_et/div/IEP_V10.pdf); (Zugriff am 13.12.2007).
- [2.94] Jones, R. C.: *Detectivity, the reciprocal of noise equivalent input of radiation*. Nature; Vol. 170; S. 937–938; (1952).
- [2.95] Jones, R. C.: *Phenomenological Description of the Response and Detecting Ability of Radiation Detectors*. Proceedings of the IRE (Institute of Radio Engineers); Vol. 47; No. 9; Sept.; S. 1495–1502; (1959).
- [2.96] Kodak: *Kodak KAF-39000 Image Sensor*. Revision 3.0 MTD/PS-0856; (2007); digital unter: <http://www.kodak.com/ezpres/business/ccd/global/plugins/acrobat/en/datasheet/fullframe/KAF-39000LongSpec.pdf>; (Zugriff am 13.12.2007).
- [2.97] Schmidt, F.: *2-D-Systemtheorie für die Bildaufnahmetechnik*. V010-2D-Systemtheorie-der-Bildaufnahmetechnik.pdf; S. 6–12; (2006); digital unter: <http://www.visquanet.de>; (Zugriff am 13.12.2007 unter Vorlesungen & Praktika / Vorlesungen).
- [2.98] Unser, M.: *Sampling—50 Years After Shannon*. Proceedings of the IEEE; Vol. 88; No. 4; April; S. 569–587; (2000); digital unter: <http://bigwww.epfl.ch/publications/unser0001.pdf>; (Zugriff am 13.12.2007).
- [2.99] Roper Scientific: *Data Sheet Quantix: 1401E*. Digital unter: [http://www.photomet.com/files/PDF/datasheets/qt\\_1401e.pdf](http://www.photomet.com/files/PDF/datasheets/qt_1401e.pdf); (Zugriff am 13.12.2007).
- [2.100] Aluminium Rheinfelden GmbH: *Rheinfelden ALLOYS Hüttenaluminium Gusslegierungen*. Online Katalog; digital unter: <http://www.alurheinfelden.com/pdf/katalog/Leporello-dt.pdf>; (Zugriff am 02.01.2008).
- [2.101] RSP Technology: *RSA-453 Low Thermal Expansion Alloy*. Online Katalog; digital unter: <http://www.matweb.com/search/DataSheet.aspx?MatID=18847>; (Zugriff am 02.01.2008).
- [2.102] Präzisions Glas & Optik GmbH: *Produkte*. Online Katalog; digital unter: <http://www.pgo-online.com/de/katalog>; (Zugriff am 02.01.2008).

- 
- [2.103] MICROPLAN: *Katalog N°4 Granite für die Präzisionstechnik*, (2005); digital unter: [http://www.microplan-group.com/Download/DEU\\_2005.pdf](http://www.microplan-group.com/Download/DEU_2005.pdf); (Zugriff am 02.01.2008).

### 3 NUMERISCHE UND MATHEMATISCHE HILFSMITTEL

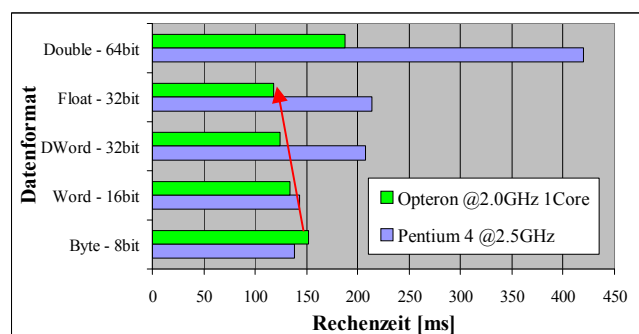
Das durch diese Arbeit zur Diskussion gestellte Verfahren benötigt mathematische Operationen, die auf aktuellen Rechnersystemen zeiteffizient ausgeführt werden können. Daher sollen hier einige Ausführungen zur Implementierungen notwendiger mathematischer Hilfsmittel erfolgen.

#### 3.1 Große Datenmengen

Die Erzeugung und Verarbeitung von 3-dimensionalen Daten führt schon beim Einsatz von normalen TV-Farbkameras zu erheblichen Datenmengen. So erzeugte die benutzte Sony XC003P Kamera (siehe Instrumentenverzeichnis) bei einer Digitalisierung mit  $3 \times 8$  bit und 201 verschiedenen Fokusebenen bereits ca. 264 Megabyte<sup>1</sup> Daten.

##### Optimale Datenformate

Im Bereich der Digitalen Bildverarbeitung wurde lange Zeit nur mit dem Datenformat Byte ( $2^8 = 256$  binäre Zustände), d. h. mit ganzen Zahlen zwischen 0 und 255 gearbeitet. Selbst bei rein binären Bildern mit nur 2 Zuständen je Pixel hatte dieses Datenformat Vorteile bezüglich der Verarbeitungsgeschwindigkeit auf PC<sup>2</sup>-Rechnern. Diese klassische Ausrichtung der Daten an eine 8-bit-Größe wird mit zunehmendem Dynamikumfang der digitalen Kameras problematisch. Neuere Rechnerarchitekturen und Prozessoren sind aber für größere Datendurchsätze optimiert und so erfolgen Speicherzugriffe und Bus-Operationen mit wesentlich mehr als 8 bit. Daher ist die Aussage, dass eine Verarbeitung von Daten im Byte-Format – bedingt durch die geringere Datenmenge – auch die schnellste Verarbeitung sicherstellt, nicht mehr haltbar. Abb. 3.1 zeigt zwei verschiedene Rechner mit einem technologischen Unterschied von 5 Jahren. Das System mit dem Pentium-4 Prozessor aus dem Jahr 2002 bestätigt noch die damals übliche Aussage, dass nur mit dem Byte-Format auch die höchsten Verarbeitungsgeschwindigkeiten erreicht werden können. Hingegen zeigten neuere Systeme mit *Opteron*-Prozessoren, dass Daten-



**Abb. 3.1** Rechenzeit für eine Addition von zwei Bildern der Größe  $4096 \times 4096$  und das Abspeichern des Ergebnisses in einem drittem Bild für zwei PCs (siehe Instrumentenverzeichnis) bei verschiedenen Datenformaten.

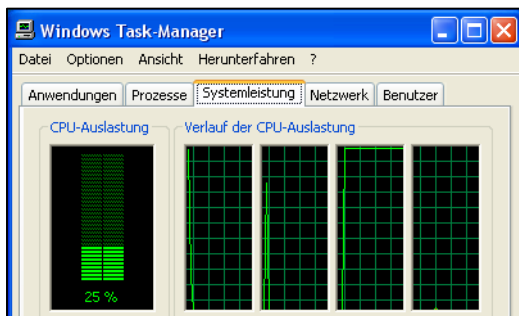
<sup>1</sup> Hier in der SI-konformen Bedeutung von  $10^6$  Byte = 1 000 000 Byte, die umgangssprachlich oft benutzt wird, tatsächlich aber meist die Datenmenge  $2^{20}$  Byte = 1 048 576 Byte beschreibt. Im Dezember 1998 hat die *International Electrotechnical Commission (IEC)* binäre Basen folgender Art vorgeschlagen: z. B. *one mebibyte* als  $1 \text{ MiB} = 2^{20} \text{ B} = 1 048 576 \text{ B}$  und *one megabyte* als  $1 \text{ MB} = 10^6 \text{ B} = 1 000 000 \text{ B}$ . Dies ist Bestandteil aktueller internationaler Normen geworden [3.1], wird aber selten benutzt.

<sup>2</sup> Für *Personal Computer* im Allgemeinen, wobei sowohl IBM-kompatibel PC, aber auch andere Systeme mit Mikroprozessoren – wie z. B. Apple-Macintosh – erfasst werden.

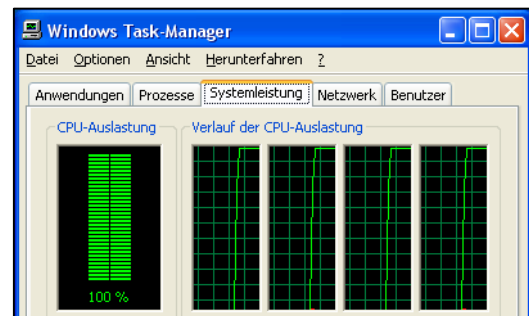


### Paralleles Verarbeiten

Auch Abb. 3.2 zeigt wie zuvor Abb. 3.1, dass trotz geringerer Taktrate der Prozessoren eine höhere Verarbeitungsleistung des Systems möglich ist. Verstärkt wird dies, da zunehmend Rechnersysteme auch außerhalb des Großrechnerbereiches mit mehreren Prozessorkernen ausgestattet werden. Diese Ressourcen können aber nur genutzt werden, wenn die Applikations-Software auch in der Lage ist, die Aufgaben parallel auf verschiedene Prozessoren zu verteilen. Abb. 3.4a zeigt, wie ein übliches Softwareprogramm, dass nur einen Ausführungsstrang<sup>1</sup> besitzt, auch nur die Verarbeitungsleistung eines Prozessorkernes benutzt. Erfolgt hingegen eine *Multi-Thread*-Programmierung mit einer Parallelisierung der aufwendigeren Berechnungen, so kann – wie Abb. 3.4b zeigt – die gesamte verfügbare Prozessorleistung genutzt werden.



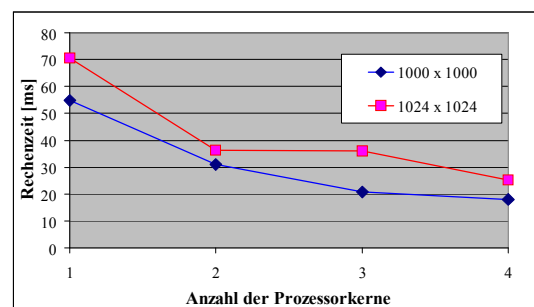
**Abb. 3.4a** Prozessorauslastung durch ein *Single-Thread*-Programm bei 4 Kernen.



**Abb. 3.4b** Prozessorauslastung durch ein *Multi-Thread*-Programm bei 4 Kernen.

Die optimale Parallelisierung der Verarbeitungsaufgaben kann im Einzelnen problematisch sein. Mit der 1997 gemeinschaftlich von verschiedenen Hardware- und Compilerherstellern<sup>2</sup> entwickelten Programmierschnittstelle *OpenMP* wurde die Nutzung von mehreren Prozessorkernen erheblich erleichtert [3.2]. Compiler der Firma Intel unterstützen diese Schnittstelle seit dem Jahr 2000 (Version 5.0). Beginnend mit der Version 8.0 (*Visual Studio 2005*) ist *OpenMP* auch in Microsoft-Compilern verfügbar. Im Rahmen dieser Arbeit wurde bei Notwendigkeit *OpenMP* eingesetzt, bzw. die benutzten Bibliotheken unterstützten das parallele Arbeiten auf mehreren Prozessorkernen.

Es ist aber nicht zu erwarten, dass eine Verdopplung der Anzahl der Prozessorkerne auch praktisch zu einer Verdopplung der Rechenleistung führt. Abb. 3.5 zeigt am Beispiel der Nutzung einer Bibliothek zur schnellen *Fourier*-Transformation, die paralleles Arbeiten unterstützt, dass Faktoren zwischen 1,95 und 1,45 durchaus möglich sind, aber auch ein zusätzlicher Kern ohne



**Abb. 3.5** Rechenzeit für eine vorwärts *Fourier*-Transformation (*complex-float*) mit der FFTW-Bibliothek auf dem Auswerterechner mit 2 Dual-Kern Prozessoren.

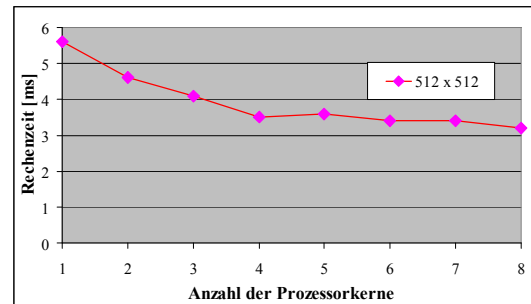
<sup>1</sup> In der engl. Fachsprache: *thread*.

<sup>2</sup> Hersteller von Computerprogrammen, die in einer bestimmten Programmiersprache geschriebenen Quellcode oder Quelltext in ein Zielprogramm für das jeweilige Betriebssystem mit seinen speziellen Prozessoren umwandelt. Das kompilierte Zielprogramm kann dann direkt ausgeführt werden.

Effekt bezüglich der Rechenzeit sein kann. Es ist gleichfalls möglich (siehe Abb. 3.6), dass trotz massiv steigender Kernzahl kaum eine Erhöhung der praktischen Verarbeitungsleistung erzielt werden kann. Dies ist besonders wahrscheinlich, wenn das numerische Problem bezüglich der Datenmenge kleiner wird und somit der Verwaltungsaufwand zur Parallelisierung und Synchronisierung überwiegt. So zeigt das Beispiel einer *Fourier*-Transformation der Größe  $512 \times 512$  mit einer relativ kleinen Datenmenge in Abb. 3.6, dass trotz einer Verachtfachung der Rechenkerne nur ein Faktor von 1,75 erzielt wird.

Die Beschränkung des physischen Speicherbereiches von 2 GiB<sup>1</sup> bei einem 32 bit-Windows-Systemen ist leicht durch den Einsatz eines 64 bit-Betriebssystems mit einem Bereich von bis zu 128 GiB zu überwinden. Voruntersuchungen bezüglich der Konfiguration des verwendeten Auswertesystems mit einem 64 bit-Betriebssystem und einer 64 bit-Version des Softwaretestprogramms, das der Abb. 3.1 zugrunde liegt, ergaben keine signifikanten Geschwindigkeitsunterschiede. Trotzdem wurde auf die Installation eines 64 bit-Betriebssystem verzichtet, um ein breiteres Einsatzspektrum der Workstation – auch für ältere 32 bit-Software und periphere Geräte – erhalten zu können.

Diese Untersuchungen beschränken sich auf Problemstellungen und Hardware, die für diese Arbeit von Bedeutung waren. Eine Verallgemeinerung ist problematisch. Eine lineare Steigerung der praktischen Verarbeitungsleistung mit der Anzahl der verfügbaren Prozessoren für komplexere Aufgaben ist aber höchst unwahrscheinlich.



**Abb. 3.6** Rechenzeit für eine vorwärts Fourier-Transformation (*complex-float*) mit der FFTW-Bibliothek auf einem Rechner mit 2 Quad-Kern Prozessoren Intel E5345.

<sup>1</sup> Eigentlich eine 4 GiB-Grenze des Adressraumes, aber einerseits ist der Adressbereich über 2 GiB teilweise für spezielle Komponenten reserviert und andererseits kann ein Windows-32 bit-Prozess ohne spezielle Erweiterungen nur 2 GiB verwalten.

## 3.2 Fourier-Transformation

Die *Fourier*-Transformation stellt für zahlreiche wissenschaftlich-technische Problemstellungen ein bewährtes mathematisches Werkzeug da und wurde auch in dieser Arbeit schon benutzt (Abschnitte 2.1.2.4 und 2.2.3.4). Da sie auch im Weiteren von erheblicher Bedeutung ist, soll hier ein kurzer historischer Abriss erfolgen und auf neuere Arbeiten eingegangen werden, die für diese Arbeit benutzt wurden.

### 3.2.1 Klassische Fourier-Transformation

Die *Fourier*-Transformation ist eine spezielle Integraltransformation, entsprechend:

$$\hat{f}(s) = \int_{x_1}^{x_2} K(s, x) f(x) dx = T[f(x)] \quad \text{mit} \quad (3.1)$$

$K(s, x)$  als Funktion, mit  $s = \sigma + i\omega$ , die den Kern der Integraltransformation bildet,

$f(x)$  als Objektfunktion,

$\hat{f}(s)$  als Bildfunktion (Resultatfunktion) oder  $T[\ ]$ -Transformierte.

Weiterhin sind  $x, \sigma, \omega$  reell,  $x$  ist im Intervall  $x_1 \leq x \leq x_2$  definiert und es existiert das Integral (3.1) [3.3]. Für  $x_1 = 0$ ,  $x_2 = \infty$  und  $K(s, x) = e^{-sx}$  ergibt sich die *Laplace*<sup>1</sup>-Transformation  $L[\ ]$  und für  $x_1 = -\infty$ ,  $x_2 = \infty$  und  $K(s, x) = e^{-iox}$  die *Fourier*-Transformation  $F[\ ]$ . Zumeist wird *Fouriers* Arbeit von 1822 [3.4] über die Wärmeleitung als Ursprung der *Fourier*-Transformation angesehen. Doch bereits seit 1804 beschäftigte sich *Fourier* mit der Darstellung von Funktionen aus einer Reihe von Sinus- und Cosinus-Funktionen. Im Dezember 1807 stellte *Fourier* erstmals eine Zusammenfassung seines Manuskripts zur Ausbreitung der Wärme in festen Körpern mündlich vor. Zur Lösung der Differenzialgleichungen schlug er Reihenentwicklungen mittels Sinus- und Cosinus-Funktionen vor. Aufgrund einer Kontroverse mit *Lagrange*<sup>2</sup>, *Laplace*, *Poisson*<sup>3</sup> und *Biot*<sup>4</sup> erfolgte die schriftliche Niederlegung des Vortrags erst 1815. *Fourier* veröffentlichte in den folgenden Jahren Teilaspekte, bis schließlich 1822 das schon erwähnte Gesamtwerk zur Wärmeleitung erschien [3.5]. Jedoch hatte aber bereits *Gauß*<sup>5</sup> 1805 die Idee zu einem Algorithmus, der nach heutigen Begriffen schnelle *Fourier*-Transformation genannt werden würde, den er aber nicht veröffentlichte<sup>6</sup>.

Es kann vorteilhaft sein, für spezielle Probleme andere Integraltransformationen, wie die *Laplace*-Transformation zu benutzen [3.6] oder die Transformationen zu modifizie-

<sup>1</sup> *Pierre Simon de Laplace*, (1749–1827), französischer Mathematiker, Astronom, Physiker; Innenminister unter Napoleon; 1803 Vizepräsident des Senats, zahlreiche Benennungen in der theoretischen Physik und anderen Fachbereichen (siehe Abschnitt 1.3.2) mit diesem Namensbezug.

<sup>2</sup> *Joseph Louis de Lagrange*, (1736–1813), italienischer Mathematiker und Astronom, lehrte in Turin, Berlin und Paris.

<sup>3</sup> *Siméon Denis Poisson*, (1781–1840), französischer Mathematiker und Physiker, Schüler von *Laplace*.

<sup>4</sup> *Jean Baptiste Biot*, (1774–1862); Professor für Physik am *Collège de France*.

<sup>5</sup> *Johann Carl Friedrich Gauß* (1777–1955), deutscher Mathematiker, Astronom, Geodät und Physiker.

<sup>6</sup> Er erwähnt derartiges in einer Zeile in seinem Mathematischen Tagebuch, *Theoriam interpolationis ulterius excoluimus*, 1805, Novbr [3.7].

ren, wie dies bei der Z-Transformation<sup>1</sup> oder der *Wavelet*<sup>2</sup>-Transformation erfolgt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ausschließlich die *Fourier*-Transformation benutzt, da sie für das Verfahren ausreichend ist und schnelle numerische Implementierungen verfügbar sind.

Auf die *Fourier*-Transformation als effektives Werkzeug und deren Eigenschaften, wie Verschiebungs-, Ähnlichkeits- und Faltungssatz, wurde bereits im Abschnitt 2.2.3.2 zur *Fourier*-Optik eingegangen. In diesem Abschnitt wurden mit den Gl. 2.34–2.36 die Definitionen für die 1- bzw. 2-dimensionale *Fourier*-Transformation vorgestellt. Werden n-dimensionale Orts- und Frequenz-Koordinaten mit:

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix} \text{ bzw. } \vec{w} = \begin{pmatrix} w_1 \\ w_2 \\ \vdots \\ w_n \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

und das Skalarprodukt

$$\vec{x} \cdot \vec{w} \equiv \sum_{i=1}^n x_i w_i = x_1 w_1 + x_2 w_2 + \dots + x_n w_n \quad (3.3)$$

in Gl. 2.34 eingeführt und erfolgt die Integration über die entsprechenden Dimensionen, so ergibt sich zwanglos die *Fourier*-Transformation für mehrdimensionale Räume:

$$F(\vec{w}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\vec{x}) e^{-i\vec{w}\vec{x}} d\vec{x} \quad \text{bzw.} \quad f(\vec{x}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\vec{w}) e^{i\vec{w}\vec{x}} d\vec{w} \quad (3.4)$$

Aus der Eulerschen Identität ergibt sich

$$F(\vec{w}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\vec{x}) \cos(\vec{w}\vec{x}) d\vec{x} - i \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\vec{x}) \sin(\vec{w}\vec{x}) d\vec{x} \quad (3.5)$$

Somit entspricht der Realteil von  $F(\vec{w})$  der Kosinustransformierten und der Imaginärteil von  $F(\vec{w})$  der negativen Sinustransformierten der Originalfunktion  $f(\vec{x})$ .

Für diese Arbeit sind die Operatoren Faltung  $\otimes$  (siehe Abschnitt 2.2) und Korrelation  $*$  besonders wichtig. Die bereits in der *Fourier*-Optik benutzte Faltung  $\otimes$  zweier i.a. komplexer Funktionen  $f(x)$  und  $g(x)$  ist definiert durch:

$$h(x) = (f \otimes g)(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(u) g(x-u) du \quad (3.6)$$

und die Korrelation  $*$  ergibt sich zu

$$C_{fg}(x) = (f * g)(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f^*(u) g(x+u) du \quad \text{mit} \quad (3.7)$$

<sup>1</sup> Eine zeitdiskrete Laplace-Transformation, bei der ein Faktor die Konvergenz erzwingt, durch die willkürliche Festlegung  $z = e^{-(\dots)}$  wurde dieser Begriff geprägt.

<sup>2</sup> Neuschöpfung eines Wortes für „kleine Welle“ durch teils wörtliche, teils phonetische Übertragung des französischen „ondelette“ ins Englische. Es gibt unterschiedliche Vorschläge für die Basisfunktionen, die häufig nach den entsprechenden Personen benannt wurden, wie z. B. A. Haar (1885–1933), I. Daubechies (geb. 1953) oder Y. Meyer (geb. 1939).



$C_{fg}(\cdot)$  als Kreuzkovarianzfunktion und

$f^*(x)$  als konjugiert komplexe Funktion von  $f(x)$ .

Die Autokorrelation einer  $f(x)$  ergibt somit die Autokovarianzfunktion  $AC_f(\cdot)$  entsprechend:

$$AC_f(x) = (f * f)(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f^*(u) f(x+u) du \quad . \quad (3.8)$$

Für reellwertige Funktionen  $f(x)$  und  $g(x)$  kann das Maximum der Kreuzkorrelationsfunktion als Maß für die Ähnlichkeit der beiden Funktionen benutzt werden und die Ablage des Maximums vom Ursprung ergibt somit ein Maß für die relative Verschiebung von der Position mit den geringsten Unterschieden [3.8].

Zur Vereinfachung kann eine Operatoren-Schreibweise mit

$$F(w) = F^-[f(x)] \quad \text{als Vorwärts- oder Hintransformation und} \quad (3.9a)$$

$$f(x) = F^+[F(w)] \quad \text{als Rücktransformation} \quad (3.9b)$$

eingeführen. Die Faltungs- und Korrelationsintegrale haben dann folgende Eigenschaften:

$$F^-[f \otimes g] = F G \quad \text{oder} \quad F^-[f * g] = F^* G \quad \text{bzw.} \quad (3.10)$$

$$F^-[f * f] = F^* F = |F|^2 \quad \text{für die Autokorrelation}^1. \quad (3.11)$$

Somit kann eine Faltung bzw. Korrelation auf eine Multiplikation der Transformaten zurück geführt werden.

Als Kreuzspektrum der Funktionen  $f(x)$  und  $g(x)$  wird folgendes normierte Produkt bezeichnet:

$$CS_{fg}(s) = \frac{F^*(s)G(s)}{\sqrt{\int |F(s)|^2 ds \int |G(s)|^2 ds}} \quad . \quad (3.12)$$

### *Beschränkung der Auflösung*

Bei der Nutzung der *Fourier*-Transformation für die Interpretation realer physikalischer Messungen ist zu beachten, dass gewisse Einschränkungen gelten werden. So gehen die obigen Definitionen für eine *Fourier*-Transformation von kontinuierlichen, sich bis ins Unendliche erstreckende Funktionen aus. Die realen Messwerte beispielsweise einer CCD-Sensor-Matrix zeichnen sich aber durch eine endliche Anzahl von Messpunkten – bedingt durch die Geometrie des Sensors – und eine endliche Anzahl von möglichen Beträgen des Messwertes – bedingt durch die Auflösung des Analog/Digital-Wandlers – aus. Der eigentliche Messwert repräsentiert dabei einen integralen Wert über ein gewisses Flächenelement. Wird ein bestimmtes Sensormodell, wie die Beschreibung durch Kastenfunktionen, angenommen, sind zwar Ableitungen für kontinuierliche Variablen möglich [3.9], problematisch ist aber die Annahme über die lokale Sensorempfindlichkeit. Da für diese Arbeit keine exakten Kenntnisse über örtliche Empfindlichkeit

<sup>1</sup> Auch bekannt als Wiener-Chintschin-Theorem oder Chintschin-Kolmogorow-Theorem, benannt nach Norbert Wiener (1894–1964), Alexander Jakowlewitsch Chintschin (1894–1959) und Andrei Nikolajewitsch Kolmogorow (1903–1987).

der Einzelpixel im Subpixelbereich vorlag, wurde auf die Anwendung des Kastenmodells verzichtet und mit *Oversampling* und *Spline*<sup>1</sup>-Interpolation gearbeitet.

### Diskrete Fourier-Transformation und FFT

In Analogie zur Gl. 3.4 lässt sich eine diskrete *Fourier*-Transformation definieren durch:

$$F_l = \sum_{j=0}^{N-1} f_j e^{-2\pi i \frac{jl}{N}} \quad \text{und} \quad f_j = \frac{1}{N} \sum_{l=0}^{N-1} F_l e^{2\pi i \frac{jl}{N}} \quad \text{mit} \quad (3.13)$$

$N$  als Anzahl der Elemente im 1-dimensionalen Fall. Somit ergeben sich  $N$  lineare Gleichungen mit  $N$  Summanden. Natürlich ist auch hier wieder eine Verallgemeinerung für mehrdimensionale Räume möglich. Danach ergibt sich für einen 3-dimensionalen Raum mit den Parametern  $x, y$  und  $z$  die diskrete *Fourier*-Transformation zu:

$$F_{l,m,n} = \sum_{x=0}^{L-1} \sum_{y=0}^{M-1} \sum_{z=0}^{N-1} f_{x,y,z} e^{-2\pi i \frac{xL}{L}} e^{-2\pi i \frac{ym}{M}} e^{-2\pi i \frac{zn}{N}} \quad \text{und} \quad (3.14)$$

$$f_{x,y,z} = \frac{1}{LMN} \sum_{l=0}^{L-1} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} F_{l,m,n} e^{2\pi i \frac{xL}{L}} e^{2\pi i \frac{ym}{M}} e^{2\pi i \frac{zn}{N}}. \quad (3.15)$$

Der Rechenaufwand für die diskrete *Fourier*-Transformation wächst etwa quadratisch zur Anzahl der Elemente. Daher wurde zur Implementierungen auf Rechnersystemen nach Vereinfachungen gesucht, die den erforderlichen Rechenaufwand reduzieren. Derartige Ansätze werden unter dem Begriff *Fast Fourier Transformation*<sup>2</sup> (FFT) zusammengefasst. *Cooley*<sup>3</sup> und *Tukey*<sup>4</sup> veröffentlichten 1965<sup>5</sup> ihren legendären Algorithmus, der den in der Praxis häufig auftretenden Spezialfall mit äquidistanten Stützstellen und einer Elementanzahl  $N=2^k$  behandelt [3.10]. Durch geschicktes Zusammenfassen wächst hier der Rechenaufwand nur proportional zum Produkt  $kN$ . Die Anzahl der Vorschläge zu anderen Zerlegungen des Problems oder beschleunigenden Ansätzen sind äußerst zahlreich. Dank neuerer Arbeiten, die am *Massachusetts Institute of Technology* (MIT) erfolgten, sind optimale Algorithmen in einer Software-Bibliothek verfügbar geworden.

### 3.2.2 FFTW – Fastest Fourier Transform in the West<sup>6</sup>

1999 erhielten *Frigo*<sup>7</sup> und *Johnson*<sup>8</sup> den *Wilkinson*<sup>9</sup>-Preis für numerische Software für eine Bibliothek mit C-Routinen und Assembler-Code<sup>10</sup> zur effizienten Berechnung der

<sup>1</sup> Interpolationsverfahren mit intervallbezogenen Polynomen geringen Grades, das im Gegensatz zur üblichen Polynominterpolation deutlich weniger oszilliert.

<sup>2</sup> Übliche engl. Bezeichnung für die schnelle Fourier-Transformation.

<sup>3</sup> *James W. Cooley* (geb. 1926), US-amerikan. Mathematiker.

<sup>4</sup> *John Wilder Tukey* (1915–2000), US-amerikan. Statistiker.

<sup>5</sup> Der Ansatz geht aber schon auf das Jahr 1805 und *Gauß* zurück.

<sup>6</sup> Geprägt durch die Veröffentlichung [3.11] von 1997 mit der Anspielung auf die italienische Wurzel von *Matteo Frigo* und der westlichen Lage des MITs bezüglich Italiens.

<sup>7</sup> *Matteo Frigo*; Ph. D. im Jahre 1999 am *Dept. of Electrical Engineering and Computer* des MIT; Dissertation: *Portable High-Performance Programs*.

<sup>8</sup> *Steven G. Johnson*; Ph. D im Jahre 2001 am *Dept. of Physics* des MIT.

<sup>9</sup> *James Hardy Wilkinson* (1919–1986); britischer Mathematiker und Experte für numerische Analysis.

<sup>10</sup> Spezielle, prozessorbezogene Programmiersprache mit den eigentlichen, grundlegenden Prozessorbefehlen (Maschinensprache).

diskreten *Fourier*-Transformation. Innerhalb von 10 Jahren wurde durch ihre Arbeiten eine leistungsfähige Software-Bibliothek geschaffen, die auch in kommerzieller Standardsoftware<sup>1</sup> eingesetzt wird [3.11–3.14]. Das Besondere an dieser Bibliothek ist, dass versucht wird für die jeweilige Rechnerarchitektur eine optimale Strategie für die Transformation zu entwickeln. In einer Lernphase werden durch Probieren unterschiedliche Algorithmen und Zerlegungen des Problems bezüglich ihrer Laufzeit getestet. Dabei können Ansätze, die zwar mehr Rechenoperationen benötigen aber die Daten länger im Cache<sup>2</sup> des Prozessors halten oder Ansätze, die spezielle Befehle des Prozessors benutzen, erfolgreicher sein, als traditionelle Verfahren. Die erfolgreichsten Ansätzen oder Konzepte, sogenannte *plans*<sup>3</sup>, können für zukünftige Aktivierungen der Bibliothek gespeichert werden. Diese Konzepte beschränken sich immer auf bestimmte Transformationsgrößen. So werden für die Aufgabe der *Fourier*-Transformation der Größen  $1040 \times 1040$  bzw.  $1024 \times 1024$  völlig unterschiedliche Konzepte benötigt. Die Zeit für die Erstellung der Konzepte steigt mit den Ressourcen des Prozessors, der Anzahl der Prozessorkerne und der Dimension der Transformation. Die Erstellung eines Konzepts für eine Transformation einer Matrix der Größe  $1024 \times 1024 \times 64$  benötigt der Auswerterechner beispielsweise fast 8 Stunden, wobei die schnellste gefundene Lösung letztlich nur eine Transformationszeit von 2,5 Sekunden hat.

Ein weiterer Vorteil dieser Bibliothek ist, dass prinzipiell keine Beschränkungen bezüglich der Dimensionen der Vektor oder Matrixgrößen bestehen. Es ist also nicht zwingend notwendig mit Zweierpotenzen – wie 512, 1024 oder 2048 – zu arbeiten. Es können beliebige Größen, wie beispielsweise auch  $999 \times 1001$ , transformiert werden, wobei sich die benötigten Rechenzeiten aber deutlich unterscheiden werden. Es ist auch nicht mehr zwingend, dass Größen mit klassischen Zweierpotenzen die schnelleren Transformationen sicherstellen. Für eine Transformation der Größe  $1040 \times 1040$  benötigt der Auswerterechner nur etwa 87 % der Rechenzeit der  $1024 \times 1024$  Transformation, obwohl die Datenmenge sogar 3 % größer ist. Abb. 3.7 und Abb. 3.8 zeigen, wie unterschiedlich die Rechenzeiten für unterschiedliche Matrix-Größen sein können. Dabei sind Formate mit Größen, die in kleine Primzahlen zerlegbar sind – wie  $1000 = 2^3 \cdot 5^3$  – günstiger als Formate mit Größen, deren Zerlegung große Primzahlen enthalten, wie  $1002 = 2 \cdot 3 \cdot 167$  oder  $1030 = 2 \cdot 5 \cdot 103$ .

Es lassen sich durch die FFTW-Bibliothek somit Rechenzeiten im Sekundenbereich für die in dieser Arbeit notwendigen Transformationen von 3-dimensionalen Daten auf dem Auswerterechner erzielen. Vergleichende Tests auf einem kostenintensiveren System<sup>4</sup>, das kurzzeitig zur Verfügung stand, ergaben Rechenzeit von 0,55 Sekunden für die Größe  $1024 \times 1024 \times 64$ . Neuere Testberichte mit *Cell*<sup>5</sup>-Prozessor-Systemen lassen hier noch kräftige Steigerungen bei moderaten Kosten erwarten [3.16].

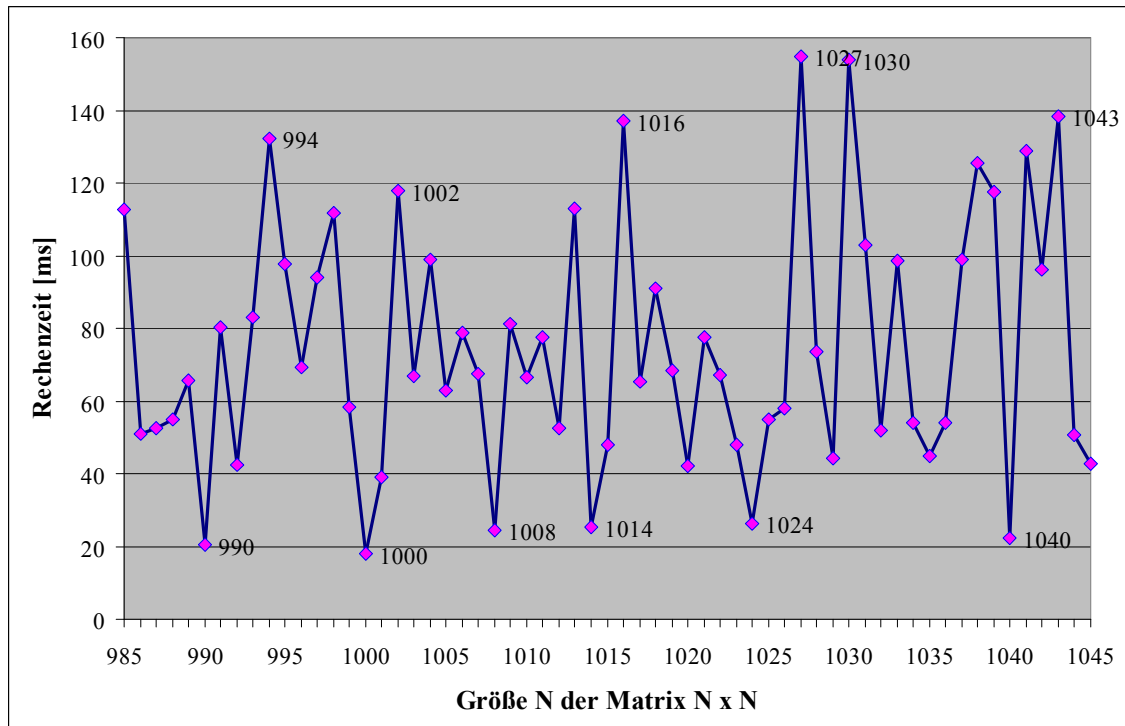
<sup>1</sup> Im *Mathlab*-Programm der Firma *The MathWorks* in einer eingeschränkten Version und in der *Math Kernel Library* der Firma *Intel* mit Verweis auf die FFTW-Bibliothek.

<sup>2</sup> Hintergrund-Speichers mit schnellerem Zugriff für den Prozessor.

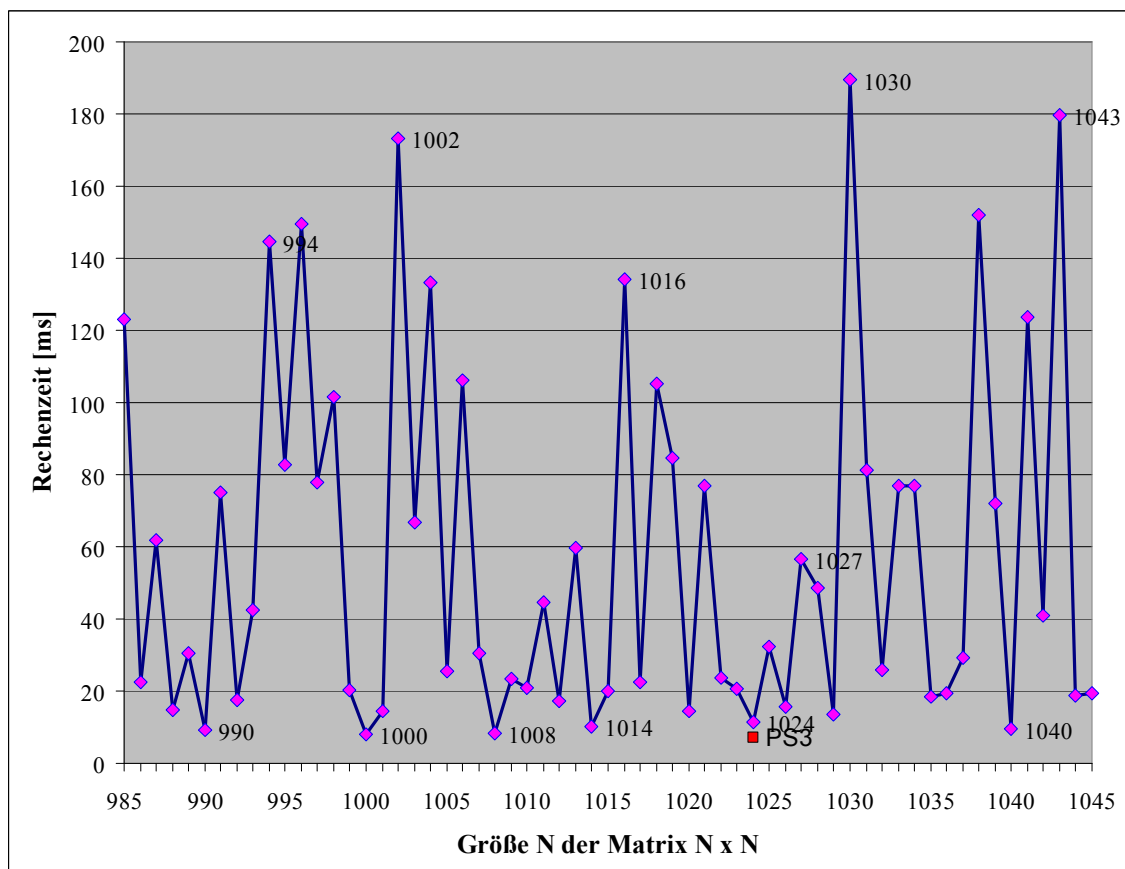
<sup>3</sup> Engl. Bezeichnung für Plan, Programm, Entwurf, Konzept [3.15].

<sup>4</sup> 2 Intel Xeon E5450 Quadcore Prozessoren mit 3 GHz und 80 GFlops im *Sandra-Whetstone* iSSE3-Test.

<sup>5</sup> Codename für einen *IBM-Sony-Toshiba*-Prozessorchip mit je acht Rechenprozessoren (*Synergistic Processing Elements*, SPE) und je einem *PowerPC*-Steuerprozessor (*Processing Element*, PPE).



**Abb. 3.7** Rechenzeit für eine *Fourier-Transformation* (vorwärts, *complex-float*) von quadratischen Matrizen verschiedener Größen mit der FFTW-Bibliothek auf dem Auswerterechner mit zwei Dual-Kern *AMD-Opteron* Prozessoren im Bereich zwischen  $985 \times 985$  und  $1045 \times 1045$ .



**Abb. 3.8** Wie Abb. 3.7 nur Rechner mit zwei Quad-Kern *Intel-Xeon* Prozessoren bei 2,5 GHz, PS3 zeigt eine Vergleichsmessung mit einem *Cell*-Prozessor einer *PlayStation 3* (Quelle: JENTECH engineering).

### 3.3 Methode der kleinsten Quadrate

Die Methode der kleinsten Quadrate oder Fehlerquadrate<sup>1</sup> wurde 1806 von *Legendre*<sup>2</sup> und später<sup>3</sup> von *Gauß* veröffentlicht. Diese Methode wird häufig bei der Fehler- und Ausgleichsrechnung zur Ermittlung einer besten Näherung für gemessene Größen angewandt und wurde hier modifiziert zur Bestimmung von Verschiebungen benutzt. Sind  $i_x$  für  $0 \leq x \leq n$  mit statistischen Fehlern behaftete Messwerte aus  $n+1$  unabhängigen Messungen, so ist der Wert der besten Näherung  $I$  dadurch gegeben, dass für ihn die Summe

$$S = \sum_{x=0}^n (I - i_x)^2 \quad (3.16)$$

minimal wird. Analog dazu können natürlich auch zwei Messwertreihen  $i_x$  und  $j_x$  betrachtet und eine Summe  $S_{kor}$  definiert werden durch:

$$S_{kor} = \sum_{x=0}^n (j_x - i_x)^2 \quad (3.17)$$

Sind die Messwerte  $i_x$  und  $j_x$  an den jeweiligen Positionen  $x$  identisch, so wird  $S_{kor}$  gleich 0. Besteht dann eine Verschiebung  $\Delta$  bezüglich der x-Achse zwischen den Messreihen, so wird

$$S_{kor_\Delta} = 0 = \sum_{x=0}^n (j_x - i_{x-\Delta})^2 \quad (3.18)$$

gelten, wobei jetzt natürlich  $i_x$  im Bereich  $(-\Delta) \leq x \leq (n-\Delta)$  definiert sein muss. Sind die Messwerte trotz bekannter Verschiebung nicht völlig identisch, so kann trotzdem bei einer Verschiebung  $\Delta$  ein Minimum für  $S_{kor}$  an einer Stelle  $k$  erwartet werden:

$$k = \arg \min(S_{kor_k}) = \arg \min \left( \sum_{x=0}^n (j_x - i_{x-k})^2 \right). \quad (3.19)$$

Der Wert  $k$  mit der kleinsten Summe  $S_{kor_k}$  entspricht dann der besten Schätzung für die Verschiebung  $\Delta$ . Natürlich ist dieser Ansatz für beliebige Dimensionen erweiterbar. So ergibt sich z. B. für eine 3-dimensionale Matrix von skalaren Intensitäten:

$$(k, l, m) = \arg \min(S_{kor_{k,l,m}}) = \arg \min \left( \sum_{z=0}^p \sum_{y=0}^o \sum_{x=0}^n (j_{x,y,z} - i_{x-k,y-l,z-m})^2 \right). \quad (3.20)$$

Können keine Annahmen über die Lage des Minimums gemacht werden, sind alle  $k$ ,  $l$  und  $m$  zu testen, für die  $i_{x,y,z}$  noch definiert ist. Dies kann zu erheblichen Rechenaufwänden führen. Eine Gradienten-orientierte Suchstrategie verkürzt zwar die Rechenzeit, kann aber bei lokalen Minima abbrechen ohne das globale Extremum gefunden zu haben. Vorteilhaft ist, dass diese Methode einfach parallelisierbar ist. Problematisch sind die Annahmen über den Suchbereich und die Behandlung der Randgebiete, da immer sichergestellt werden muss, dass auch bei extremen Verschiebungen noch alle Differenzen wirklich existieren. Eine Kombination mit anderen Verfahren kann also sinnvoll sein, um mit kleinen Suchbereichen und möglichst zentriert arbeiten zu können.

<sup>1</sup> In der englischen Fachsprache: *Least Squares Method*.

<sup>2</sup> *Adrien-Marie Legendre* (1752–1833); französischer Mathematiker.

<sup>3</sup> Die Urheberschaft ist umstritten, da *Gauß* 1809 in seiner Schrift „*Theoria motus corporum coelestium*“ im Artikel 186 behauptet, dass er diese Methode bereits seit 1795 benutzt hätte [3.17].

### 3.4 Literaturverzeichnis

- [3.1] Bureau International des Poids et Mesures: *The International System of Units (SI)*. 8th edition 2006; Kapitel 3 Decimal multiples and submultiples of SI units; Abschnitt 3.1 SI prefixes ; Randnotizen S. 121; (2006); digital unter: [http://www.bipm.org/utls/common/pdf/si\\_brochure\\_8\\_en.pdf](http://www.bipm.org/utls/common/pdf/si_brochure_8_en.pdf); (Zugriff am 22.01.2008).
- [3.2] OpenMP Architecture Review Board: *Specifications*. Digital unter: <http://www.openmp.org/blog/specifications/>; (Zugriff am 23.01.2008).
- [3.3] Schmutzer, E.: *Mathematik. Ein Kompendium für Physiker*. S. 117–123; (2003); WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim.
- [3.4] Fourier, J. B. J.: *Théorie analytique de la chaleur*. (1822); Firmin Didot, Paris; digital unter: [http://books.google.com/books/pdf/Th\\_orie\\_analytique\\_de\\_la\\_chaleur.pdf?](http://books.google.com/books/pdf/Th_orie_analytique_de_la_chaleur.pdf?); (Zugriff am 24.01.2008).
- [3.5] Anders, U.: *Early Ideas in the History of Quantum Chemistry*. Jean-Joseph Fourier (1768–1830); (2002); digital unter: [http://www.quantum-chemistry-history.com/Four\\_Dat/Fourier-Bio/Fouri\\_1a-ww2000.htm](http://www.quantum-chemistry-history.com/Four_Dat/Fourier-Bio/Fouri_1a-ww2000.htm); (Zugriff am 30.01.2008).
- [3.6] Schweizer, C.: *Integraltransformation Vorlesung von Prof. Dr. Zielke WS 05/06*. Vorlesungsmanuskript, Version vom 31.01.06; Fachhochschule München; (2006); digital unter: [http://fachschaft.informatik.fh-muenchen.de/skripte/Integraltransformation\\_-\\_Prof\\_Dr\\_Zielke\\_-\\_WS0506.pdf](http://fachschaft.informatik.fh-muenchen.de/skripte/Integraltransformation_-_Prof_Dr_Zielke_-_WS0506.pdf); (Zugriff am 04.02.2008).
- [3.7] Burmann, H.-W.: *Die Sammlung des Mathematisches Instituts*. Version vom 16.8.2001; Wissenschaftsgeschichte; Universität Göttingen; (2001); digital unter: <http://www.math.uni-goettingen.de/skraemer/modells.html>; (Zugriff am 08.02.2008).
- [3.8] Lühe v. d., O.: *2 Fourier-Transformationen in einer und mehreren Dimensionen*. Vorlesungsmanuskript Interferometrie in der Astronomie SS2001, Version vom 19.06.01; Albert-Ludwig-Universität Freiburg i. Breisgau; S. 1–12; (2001); digital unter: [http://www.mpia.de/FRINGE/tutorials/01/IA\\_02.pdf](http://www.mpia.de/FRINGE/tutorials/01/IA_02.pdf); (Zugriff am 08.02.2008).
- [3.9] Lühe v. d., O.; S. 15–19; (2001)
- [3.10] Cooley, J. W.; Tukey, J. W.: *An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series*. Mathematics of Computation; Vol. 19; No. 90, S. 297–301; (1965); digital unter: <http://www.ph.utexas.edu/~itiq/chiu/cooley/>; (Zugriff am 08.02.2008).
- [3.11] Frigo, M.; Johnson, S. G.: *The Fastest Fourier Transform in the West*. Technical Report: MIT-LCS-TR-728; (1997); digital unter: <http://www.fftw.org/fftw-paper.pdf>; (Zugriff am 08.02.2008).
- [3.12] Frigo, M.; Johnson, S. G.: *FFTW: an adaptive software architecture for the FFT*. Proceedings of the 1998 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing; Vol. 3; S. 1381–1384; (1998); digital unter: <http://www.fftw.org/fftw-paper-icassp.pdf>; (Zugriff am 08.02.2008).
- [3.13] Frigo, M.: *A fast Fourier transform compiler*. ACM SIGPLAN Notices; Vol. 34; No. 5; Mai; S. 169–180; (1999); digital unter: <http://www.fftw.org/pldi99.pdf>; (Zugriff am 09.02.2008).
- [3.14] Frigo, M.; Johnson, S. G.: *A modified split-radix FFT with fewer arithmetic operations*. IEEE Transactions on Signal Processing; Vol. 56; No. 1; Jan.; ; S. 111–119; (2007); digital unter: <http://www.fftw.org/newsplit.pdf>; (Zugriff am 08.02.2008).
- [3.15] Terrel, P.; et al.: *Pons-Großwörterbuch: Englisch–Deutsch*. 2. Auflage, Nachdruck; S. 505; (1995); Klett Verlag für Wissen und Bildung; Stuttgart, Dresden
- [3.16] Frigo, M.; Johnson, S. G.: *FFT Benchmark Results*. Homepage; IBM QS20 Cell Blade; (2007); digital unter: <http://www.fftw.org/cell/cellblade/>; (Zugriff am 11.02.2008).
- [3.17] Pieper, H.; (Hrsg.): *Korrespondenz A.-M. Legendre – C. G. J. Jacobi*. Teubner-Archiv zur Mathematik; Band 19; 1. Aufl.; S. 101; (1998); Vieweg Teubner in GWV Fachverlage GmbH.

## 4 KANTENDETEKTION DURCH MEHRDIMENSIONALE KORRELATION

### 4.1 Ansatz des Verfahrens der extrafokalen Korrelation

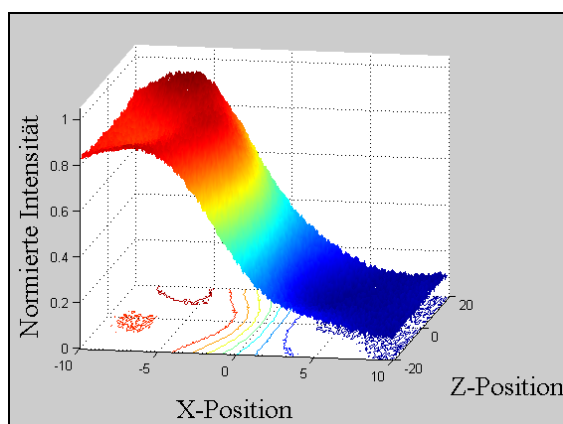
Der grundlegende Ansatz des vorgeschlagenen Verfahrens besteht darin, möglichst viele Messwerte zur Bestimmung der Lage von Kanten zu benutzen. Dazu sollen insbesondere auch extrafokale Bereiche benutzt werden, wobei mehrdimensionale Korrelationen zum Einsatz kommen. Eindimensionale Korrelationsverfahren zur Bestimmung von Kantenpositionen sind Stand der Technik. Hier wird vorgeschlagen mit 2- bzw. 3-dimensionalen Korrelationen zu arbeiten. Dadurch sollten sich drei Vorteile ergeben:

1. Durch die zusätzlichen Messdaten aus den extrafokalen Ebenen müsste der Messfehler verringert werden können.
2. Durch den Vergleich mit Erwartungswerten für die Intensitätsverläufe in Form von Testfunktionen sollte es möglich sein, weitere Messwerte innerhalb der einzelnen Ebenen mit einzubeziehen, wie beispielsweise Oszillationen an den Rändern bei partiell-kohärenter Abbildung.
3. Es ist nicht notwendig vor der Prozedur die exakte Lage der Best-Fokus-Ebene zu kennen. Es muss sogar nicht einmal überhaupt eine einzelne Best-Fokus-Ebene existieren, wenn dies durch die Testfunktionen oder einen Satz von Testfunktionen berücksichtigt wird.

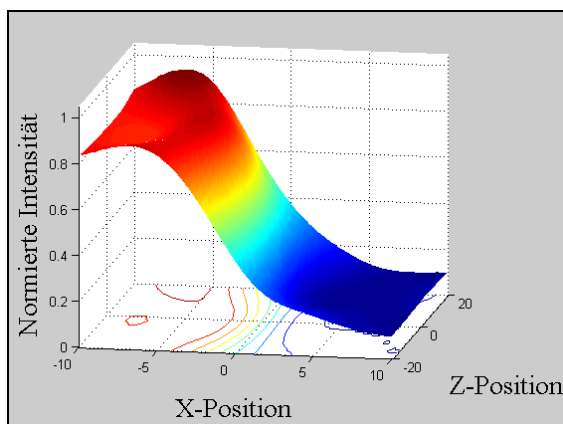
Unter Korrelation wird dabei eine Ähnlichkeit verstanden, die zwischen zwei gleich strukturierten Datensätzen besteht. Der eine Datensatz repräsentiert dabei die aktuelle Messung und der andere Datensatz repräsentiert Erwartungswerte, die die Messung haben sollte. Diese Erwartungswerte stellen Testdaten dar, mit denen die Messungen verglichen werden. Letztlich sollte eine Maßzahl – ein Korrelationswert – die Ähnlichkeit von Messdaten und Testdaten charakterisieren. Die Testdaten können durch Funktionen oder diskrete Werte definiert sein und aus theoretischen Modellen, Simulationen oder Messungen abgeleitet werden. Erfolgt dann eine Translation der Messwerte oder der Testdaten im Ortsraum, so kann durch den globalen Extremwert der Korrelation ein Wert für die Verschiebung zwischen Messwerten und Testdaten definiert werden. Soll auf einem einzelnen Suchstrahl die Position einer Kante bestimmt werden, so entsteht aus dem eindimensionalen Problem (X-Richtung) durch die Einbeziehung der Z-Richtung des Fokus ein 2-dimensionales Problem (X/Z-Richtung). Die Abb. 4.1a zeigt an einem Beispiel, den gemessenen Intensitätsverlauf eines Suchstrahles für verschiedene Z-Position. Die Abb. 4.1b wäre dann ein Beispiel für mögliche Erwartungswerte mit denen auf eine Korrelation getestet werden kann. Dieser Ansatz kann natürlich auch für drei Dimensionen (zusätzliche Y-Richtung) benutzt werden. Es ist möglich die X/Z-Datenanalyse identisch für verschiedene Y-Positionen durchzuführen, was z.B. für die Bestimmung von Rauheiten sinnvoll sein kann. Es ist aber auch denkbar, direkt mit einen oder mehreren Sätzen von X/Y/Z-Erwartungswerten zu korrelieren, was zielführend sein kann, wenn Positionen von Objekten mit Konturen in der X/Y-Richtung,

wie z. B. Löchern, bestimmt werden sollen. Werden parametrisierte Sätze von X/Y/Z-Erwartungswerten benutzt, sollten auch Objektparameter wie Durchmesser oder Rundungsradien bestimmbar sein.

Eine Verbesserung der Messsicherheit durch die Hinzunahme von weiteren Messwerten der Umgebung ist nur zu erwarten, wenn diese zusätzlichen Messwerte auch auswertbare Information enthalten, d. h., die Grenzen für die Korrelation müssen sinnvoll gesetzt werden. Es ist nicht zu erwarten, dass extrem defokussierte Bereiche mit geringen Gradienten im Intensitätsverlauf, oder weit von der Kante entfernte Bereiche mit verschwindenden Gradienten noch zu einer Verbesserung beitragen können. Das Rauschen solcher Bereiche wird ab einer gewissen Grenze die Messsicherheit auch wieder verschlechtern. Abb. 4.2a/b zeigen derartige Gradienten, wobei für nicht-konfokale Mikroskope wegen der stark unterschiedlichen Auflösung in der X/Y- Rich-

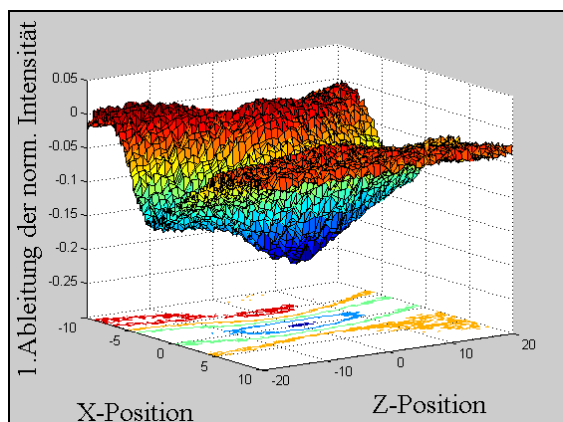


**Abb. 4.1a** Messwerte der Intensität

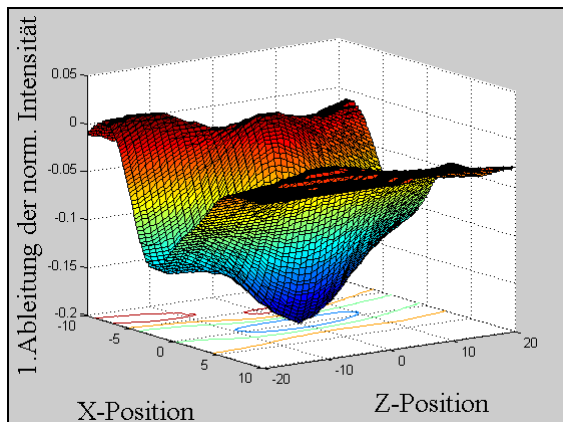


**Abb. 4.1b** Erwartungswerte der Intensität

Zwei Darstellungen von 2-dimensionalen Intensitätswerten  $[x,z]$  an einer Kante bei einer partiell-kohärenten Abbildung. Ein Schnitt an der Position  $Z=0$  würde dem Intensitätsverlauf in der Best-Fokusebene entsprechen und den klassischen Ansätzen mit einem Suchstrahl beschreiben. Abb. 4.1a repräsentiert verrauschte Messwerte (hier ohne Translation mit  $\pm 2,5\%$  Rauschen aus den Erwartungswerten abgeleitet), während Abb. 4.1b Erwartungswerte darstellt, die durch Mittelung aus realen Messwerten gewonnen wurden. Offensichtlich ist die Ähnlichkeit beider Daten, die hier beide einen Ursprung in der Position  $[0,0]$  besitzen. Sollte eine Verschiebung in der X- und/oder Z-Richtung zwischen den Datensätzen bestehen, so kann diese leicht durch Korrelationsbetrachtungen bestimmt werden. Die Einheit in X-Richtung können beispielsweise Pixel oder in Z-Richtung auch die Nummern der Fokusebenen sein.



**Abb. 4.2a** 1. Ableitung der norm. Messwerte



**Abb. 4.2b** 1. Ableitung der norm. Intensität

Wie Abb. 4.1a/b aber die Darstellung der 1. Ableitung (**nur Gradient in X-Richtung**) der norm. Intensität und mit Gitternetz unterlegt.



tung im Vergleich zur Z-Richtung die Ableitung der Z-Richtung hier vernachlässigt werden kann.

Es sollte aber möglich sein, dass durch die Testdaten bzw. Erwartungswerte Randbereiche mit hohen Gradienten, wie sie z.B. bei partiell-kohärenten Abbildungen auftreten, für die Verbesserung der Messsicherheit nutzbar werden. Derartige, oszillierende Randbereiche können bei klassischen Verfahren problematisch sein und werden daher meist abbildungstechnisch vermieden oder nicht in der Messung betrachtet. Theoretische Untersuchungen und eigene Messungen lassen aber gerade bei partiell-kohärenten Abbildungen größere Gradienten bei den Intensitätsverläufen an Kanten erwarten.

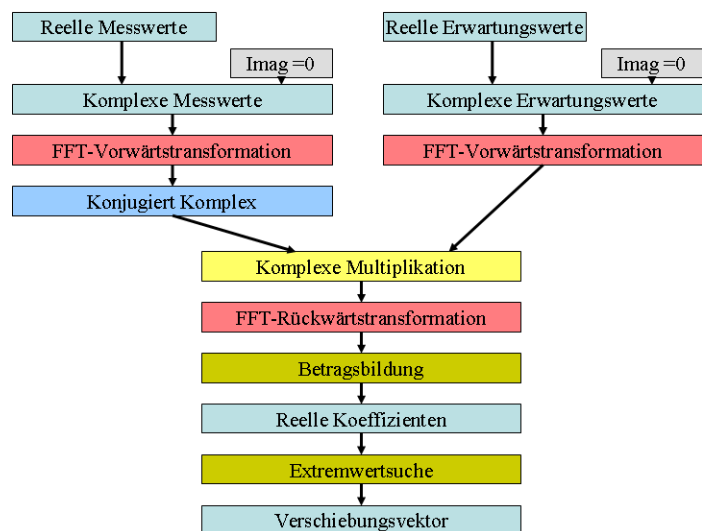
Da das vorgeschlagene Verfahren mehrere Z-Ebenen betrachtet, wird automatisch auch ein Wert für die beste Korrelation bezüglich der Z-Richtung ermittelt. Dieser Z-Wert kann als Best-Fokus-Wert betrachtet werden. Dabei ist zu beachten, dass die Definition der Best-Fokus-Ebene bei realen Abbildungssystemen stets verfahrensabhängig und objektabhängig ist [2.81], [4.1]. Selbst wenn die Definition einer Best-Fokus-Ebene problematisch ist, da beispielsweise die Z-Ausdehnung des Objekts größer ist als die Schärfentiefe des Abbildungssystems, kann es unter Umständen möglich sein, dies in der Testfunktion bzw. den Erwartungswerten zu berücksichtigen und dadurch mit der Korrelation reproduzierbare Positionen bezüglich der Z-Richtung zu erhalten.

## 4.2 Korrelation mit globalem Operator im Fourier-Raum

Auf die *Fourier*-Transformation, insbesondere die diskrete *Fast-Fourier*-Transformation (FFT) wurde bereits im Abschnitt 3.2 eingegangen. So wurden mit der Gl. 3.7 die Kreuzkovarianzfunktion und der Korrelations-Operator  $*$  eingeführt. Die Gl. 3.8/3.9 definieren Operatoren  $F^-[\ ]$  bzw.  $F^+[\ ]$  für die Vorwärts- bzw. Rückwärtstransformation. Mit der FFTW wurde gleichzeitig ein effektives Werkzeug zur softwaremäßigen Handhabung vorgestellt.

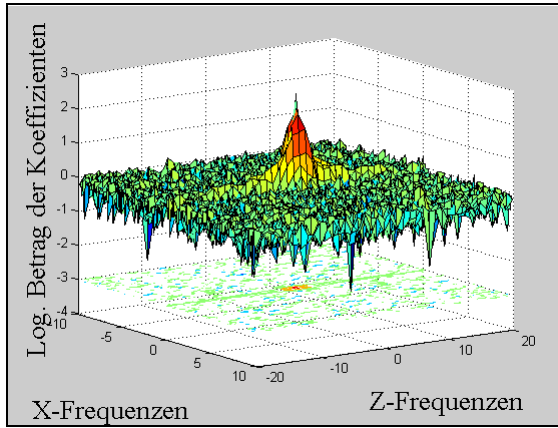
Die einfache, periodische Fortsetzung der eigentlichen Intensitätsverläufe der Kanten kann zu erheblichen Störungen der Korrelation führen. Gegenüberliegende Ränder streben zu unterschiedlichen Extremwerten und bilden so bei einer periodischen Fortsetzung neue, extrem steile Kanten. Da die 1. Ableitungen der Intensitätsverläufe an den Rändern gegen Null gehen, ist deren Behandlung wesentlich einfacher und daher soll diese hier benutzt werden. Die 1. Ableitung der

simulierten Messwerte aus Abb. 4.2a wird als eine komplexe Funktion  $f(x, z)$  und die

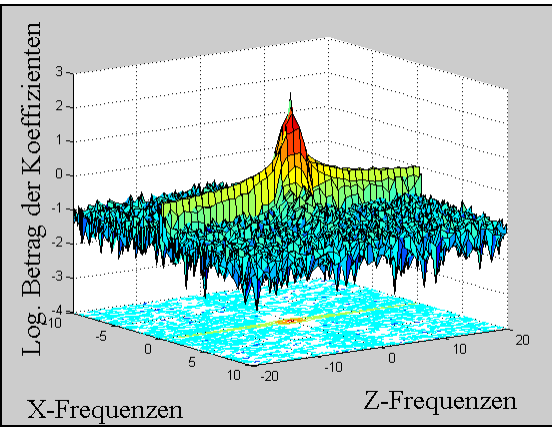


**Abb. 4.3** Schematische Darstellung der Kreuz-Korrelation mittels Fourier-Transformation.

Erwartungswerte aus Abb. 4.2b werden als eine komplexe Funktion  $g(x, z)$  aufgefasst. Die Abb. 4.4a und 4.4b zeigen in einer logarithmischen Darstellung die Beträge der jeweiligen Fourier-Transformierten  $F(u, w) = F^{-}[f(x, z)]$  bzw.  $G(u, w) = F^{-}[g(x, z)]$ .



**Abb. 4.4a** Spektraldarstellung der Messwerte



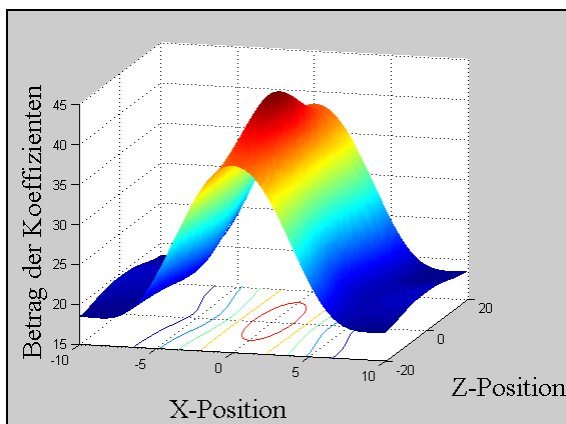
**Abb. 4.4b** Spektraldarstellung der Erwartungswerte

Wie Abb. 4.2a/b aber die Darstellung der logarithmierten Beträge der spektralen Koeffizienten mit einem unterlegten Gitternetz. Das Rauschen der Messwerte in Abb. 4.4a zeigt sich durch das etwa um eine Größenordnung höhere Grundniveau gegenüber den Erwartungswerten von Abb. 4.4b.

Durch Multiplikation des Imaginärteils  $F(u, w)$  mit -1 entsteht die konjugierte Funktion  $F^*(u, w)$ , die nach komplexer Multiplikation mit  $G(u, w)$  rücktransformiert wird. Die Gl. 4.1 beschreibt Korrelationsrechnung, der sich die Betragsbildung noch anschließt:

$$C_{fg}(x, z) = F^+ [F^*(u, w) \cdot G(u, w)] \quad (4.1)$$

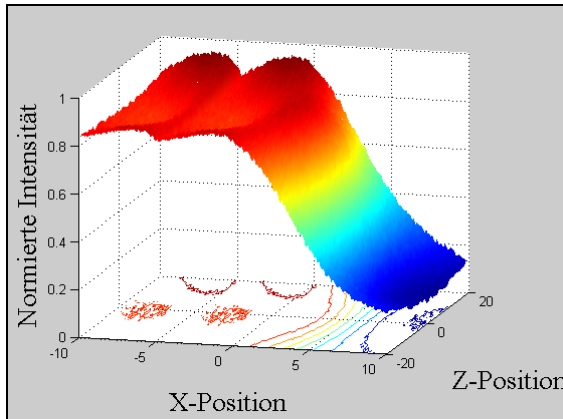
Die Abb. 4.3 stellt diese Prozedur graphisch dar, die mit der Suche nach dem maximalen Korrelationskoeffizienten abgeschlossen wird. Die Indizes des Maximalwertes definieren den Verschiebungsvektor zwischen Messwerten und Erwartungswerten. Die Richtung des Vektors kann dabei durch Vertauschungen umgekehrt werden. Abb. 4.5 zeigt das Ergebnis der Kreuzkorrelation zu den Werten von Abb. 4.2a/b, die keine Translation aufwiesen und daher auch zu einem Maximum an der Position (0,0) führen.



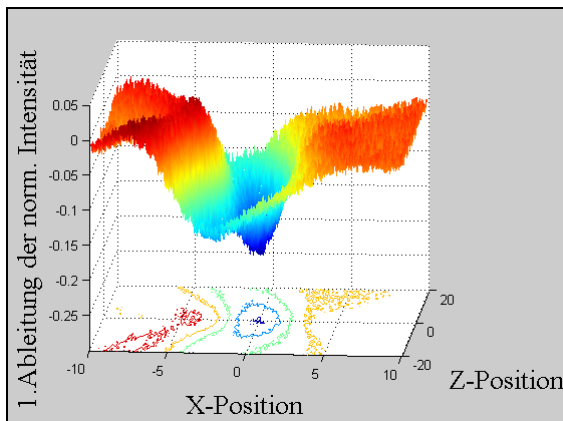
**Abb. 4.5** Das Ergebnis der Fourier-Kreuzkorrelation, Beträge der Koeffizienten nach der Rücktransformation des komplexen Produkts aus der Fourier-Transformierten der Messwerte (Abb. 4.4a) und der konjugierten Fourier-Transformierten der Erwartungswerte (Abb. 4.4b). Zwischen den simulierten Messwerten und den Erwartungswerten bestand keine Verschiebung, daher befindet sich das Maximum der Korrelations-Koeffizienten an der Position (0,0).

Erfolgt eine Translation der Kante im Ortsraum um beispielsweise +5 Einheiten in der X-Richtung, so ergeben sich Messwerte entsprechend Abb. 4.6.

Diese Verschiebung ist natürlich auch in den 1. Ableitungen erkennbar (Abb. 4.7a/b). Erfolgt nun eine *Fourier*-Kreuzkorrelation der verschobenen Messwerte von Abb. 4.7b mit den Erwartungswerten von 4.2b, so erhält man als Ergebnis Abb. 4.8. Der betragsmäßig größte Korrelationskoeffizient hat die Indizes (-5,0), d. h., würden die neuen Messwerte um -5 Einheiten in der X-Richtung verschoben werden, bestünde wieder eine optimale Übereinstimmung. In der praktischen Bildverarbeitung wird oft die Kreuzkorrelation zum Teil so definiert, dass keine Richtungsumkehr eintritt [4.4].

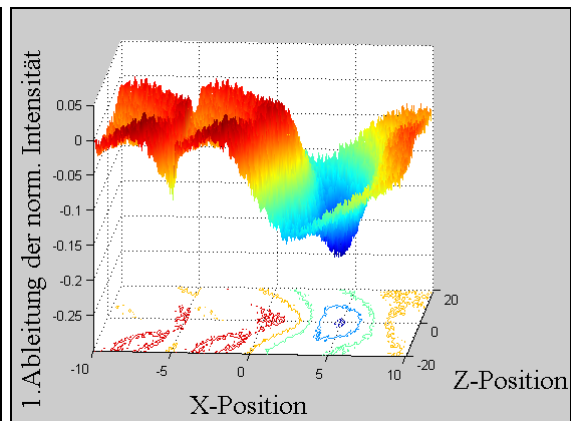


**Abb. 4.6** Messwerte der Intensität nach einer Translation im Ortsraum in der X-Richtung um +5 Einheiten. Sonst wie Abb. 4.1a. Der linker Rand zwischen für  $-10 \leq x \leq -5$  wurde wegen fehlender Werte aus einem Bereich  $-15 \leq x < -10$  mit original Werten belassen und ist für die Veranschaulichung der Korrelation unbedeutend.

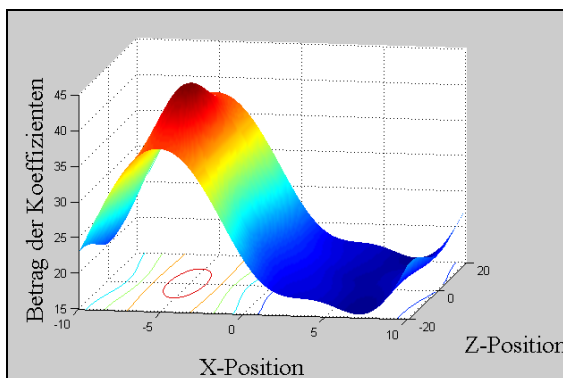


**Abb. 4.7a** 1. Ableitung vor der Translation

Wie Abb. 4.2a nur ohne Gitternetz und die Wirkung der Translation der Kante von +5 Einheiten in der X-Richtung (Abb. 4.6) veranschaulichend. (Randeffekt bei  $-10 \leq x \leq -5$  wegen fehlender Werte.)



**Abb. 4.7b** 1. Ableitung nach der Translation



**Abb. 4.8** Ergebnis der *Fourier*-Kreuzkorrelation, wie Abb. 4.5 aber mit translatierten Messwerten (Abb. 4.7b). Zwischen den simulierten Messwerten und den Erwartungswerten bestand eine Verschiebung von +5 Einheiten in der X-Richtung, daher befindet sich das Maximum der Korrelationskoeffizienten an der Position (-5,0). Wird in der Gl. 4.1 nicht mit  $F^*G$  sondern  $FG^*$  gearbeitet, so ergibt sich die Position (+5,0).

### 4.3 Korrelation nach der Methode der kleinsten Quadrate

Auch auf diese Methode mit der Suche nach den geringsten Unterschieden zwischen zwei Datensätzen wurde bereits im Abschnitt 3.3 theoretisch eingegangen. Die Gl. 3.19 beschreibt den pragmatischen Ansatz der Summation über alle Quadrate der lokalen Abweichungen und der Suche nach dem Minimum für diese Summe (*Least Squares Method*). Wird dieses Verfahren auf obige 2-dimensionale Daten von Abb. 4.2a/b angepasst, so ergibt sich die Gl.:

$$\min_{k,l} S_{kor_{k,l}} = \sum_{z=-z_w}^{z_w} \sum_{x=-x_w}^{x_w} (f_{x,z} - g_{x-k,z-l})^2 \quad \text{mit} \quad (4.2)$$

$f_{x,z}, g_{x,z}$  als Messwerte bzw. Erwartungswerte an den Positionen  $(x,z)$  und

$-\frac{1}{2} \text{SizeX} \leq x \leq \frac{1}{2} \text{SizeX}$  bzw.  $-\frac{1}{2} \text{SizeZ} \leq z \leq \frac{1}{2} \text{SizeZ}$  bei einer Größe der Datenfelder von  $\text{SizeX} \times \text{SizeZ}$ ,

$x_w, z_w$  zur Definition des Fensters, in dem die Korrelation erfolgen soll – hier um die Mitte herum definiert,

$k, l$  als Indizes, die die Verschiebung in der X- bzw. Z-Richtung definieren.

Wird für die nicht-translatierten Daten von Abb. 4.2a/b ein Fenster von  $50 \times 50$  gewählt und werden die Verschiebungen  $k$  und  $l$  als neue X- und Z-Positionen betrachtet, so ergibt sich nach Gl. 4.2 die Abb. 4.9a mit einem Minimum an der Position  $(0,0)$ . Zur besseren Darstellung kann man alle Summen-Werte von ihrem Maximalwert abziehen und erhält die Abb. 4.9b–d.

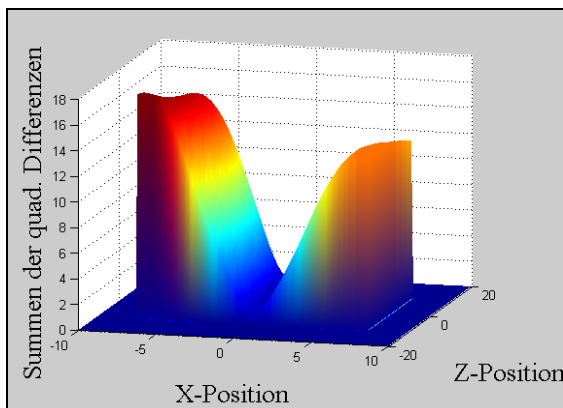


Abb. 4.9a Ergebnis nach dem Verfahren LSM.

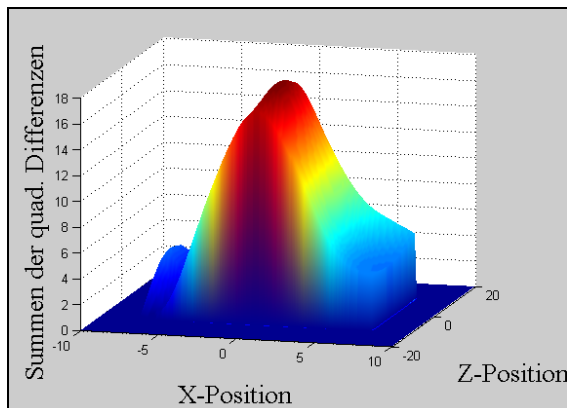


Abb. 4.9b Wie Abb. 4.9a teilweise invertiert.

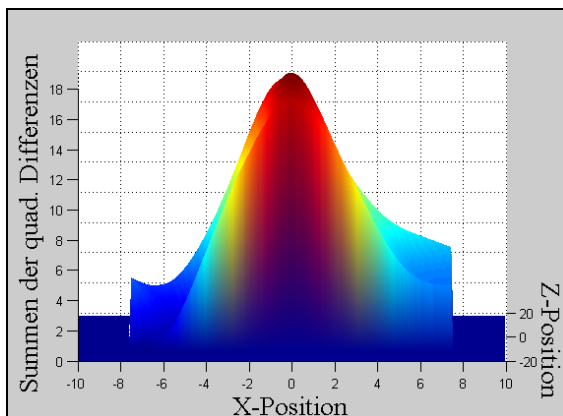


Abb. 4.9c Wie Abb. 4.9b nur gedreht.

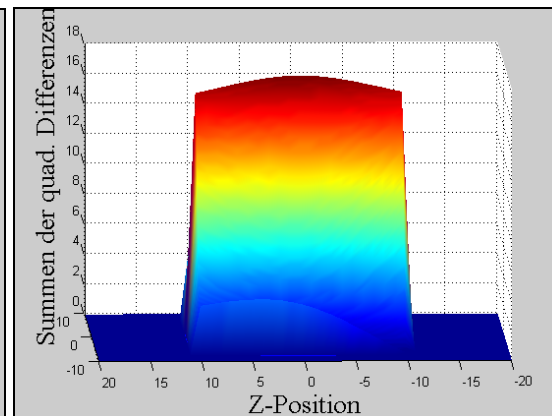
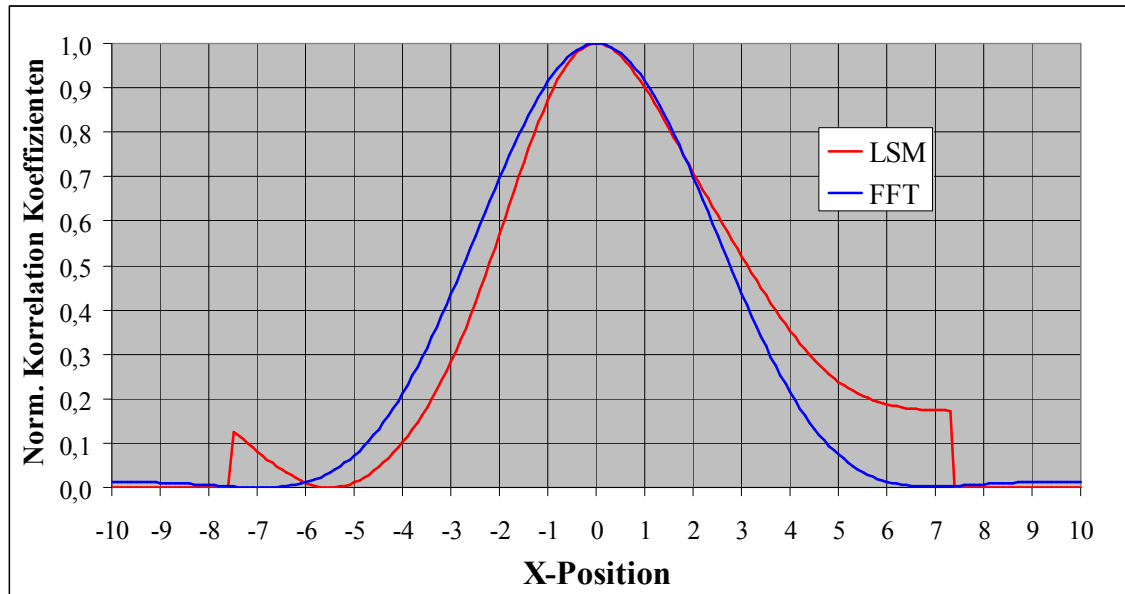


Abb. 4.9d Wie Abb. 4.9a nur gedreht.

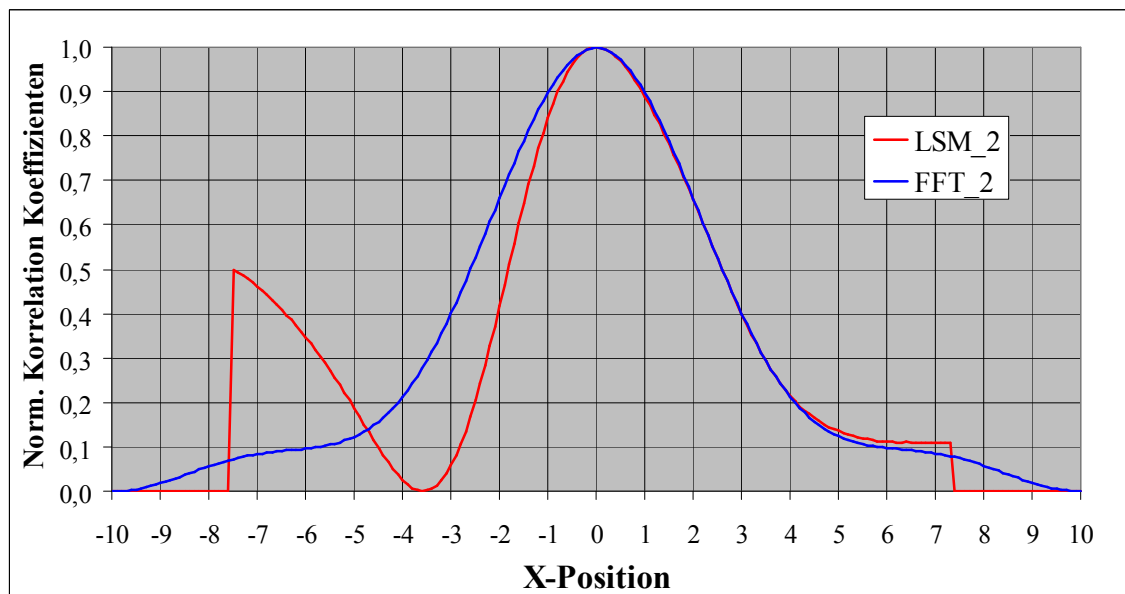
Alle Darstellungen zeigen den Extremwert bei  $(0,0)$  und den nicht untersuchten Randbereich.

Die Korrelationsverfahren sollten mit einer möglichst hohen Empfindlichkeit Verschiebungen nachweisen, d. h., die Gradienten in der Umgebung der Extrema sollten möglichst hoch sein. Abb. 4.10a zeigt für die Best-Fokus-Ebene mit  $z=0$  die Korrelation in Abhängigkeit von der Verschiebung in der X-Richtung von Abb. 4.9c (LSM) und von Abb. 4.5 (FFT). Nach einer Normierung mit den jeweiligen Minima- und Maximawerten zeigt sich, dass das aufwändigere LSM-Verfahren empfindlicher sein sollte.

Auch wenn nicht die 1. Ableitungen, sondern das Produkt aus 1. Ableitungen und des ursprünglichen Kantenintensitätsverlaufes untersucht werden, sollte das LSM-Verfahren empfindlicher sein (Abb. 4.10b).



**Abb. 4.10a** Vergleich der Korrelation von LSM-Verfahren (4.9c) und FFT-Kreuzkorrelation-Verfahren für die Best-Fokus-Ebene  $z=0$  nach einer Normierung auf die jeweiligen Minima und Maxima.



**Abb. 4.10b** Wie Abb. 4.10a, aber jeweils das Produkt von Originalfunktion und 1. Ableitung benutzt, d. h. Messwerte: Abb. 4.1a „mal“ Abb. 4.2a und Erwartungswerte: Abb. 4.1b „mal“ Abb. 4.2b.

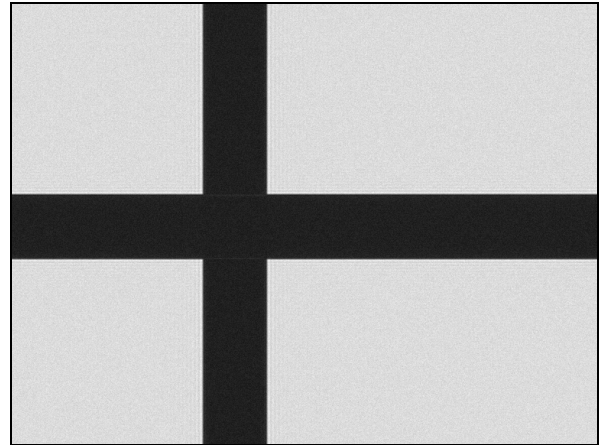
## 4.4 Literaturverzeichnis

- [4.1] Bodermann, B.; et al.: *Fokuskriterium zur Kantendetektion an Phasenobjekten*. DGaO-Proceedings; (2007); digital unter: [www.dgao-proceedings.de/download/108/108\\_p27.pdf](http://www.dgao-proceedings.de/download/108/108_p27.pdf); (Zugriff am 04.09.2008).
- [4.2] Anonymisiert: *CD-Bilddaten Wiederholungsmessungen 070711*. (2006).
- [4.3] Wong, A. Kwok-Kit: *Resolution enhancement techniques in optical lithography*. Tutorial Texts in Optical Engineering, Volume TT47; S. 148; (2001); SPIE Press; Bellingham, WA, USA.
- [4.4] Voss, K.; Süße H.: *Praktische Bildverarbeitung*. Hanser-Studienbücher der Informatik; S. 203; (1991); Carl Hanser Verlag, München, Wien.

## 5 NUMERISCHE SIMULATIONEN

### 5.1 Die Simulations- und Auswertprogramme

Das in Abschnitt 4.1 vorgeschlagene Verfahren zur extrafokalen Korrelation soll zunächst mit simulierten Daten getestet werden. Dazu wurde das *3D-ImageGrabber* Programm zur Bildaufnahme (siehe Instrumentenverzeichnis) so erstellt, dass eine Bildaufnahme auch simuliert werden kann, d. h., es wurde das später am Durchlichtmikroskop zu erwartende Bild von sich kreuzenden dunklen Linien auf hellen Hintergrund erzeugt und die Wirkung der Abbildung entsprechend der im Abschnitt 2.2 besprochenen *Fourier*-Optik berechnet (Abb. 5.1). Die Z-Bewegung wird im Simulationsmodus natürlich auch nicht real ausgeführt, sondern die Z-Position wird als Parameter zur Änderung der OTF benutzt. Gleichfalls erfolgte über Parameter eine möglichst realistische Einstellung der Abbildungsblende (Objektivapertur) und des Kohärenzparameters. So war es möglich inkohärente und partiell-kohärente Abbildungen zu simulieren. Die Kantenübergänge wurden nicht abrupt als 100%–0% Sprünge gestaltet, sondern



**Abb. 5.1** Simuliertes Bild der Best-Fokus-Ebene eines Messzyklus bei partiell-kohärenter Abbildung. Linienbreite ca. 84 Pixel, Weite des Überganges von Grauwert 25% zu Grauwert 75% ca. 2 Pixel, Kohärenzparameter 0,25.

nicht wie im Referenzfall 100–00 vorge-  
nommen, was eher den Voruntersuchungen zur PSF der Mikroskopsysteme entsprach. Auf eine Phasendrehung im Übergangsgebiet wurde verzichtet. Die dunklen Linienteile erhielten zusätzlich einen additiven Anteil von 10% des Hellwerts, um einen konstanten Streulichtanteil zu simulieren. Gleichfalls wurde ein Dunkelrauschen von max. 10% des Hellwerts addiert. Als zweite, multiplikative Rauschquelle wurde ein Photonenrauschen von  $\pm 5\%$  der jeweiligen Pixelhelligkeit angenommen. Das Rauschen für die einzelnen Pixel erzeugte ein Zufallszahlengenerator. Die Variation des Rauschens bei der Bestimmungen der Linienbreiten erfolgte im Auswertprogramm durch die Änderung der Anzahl der Suchstrahlen. So führte eine Verneunfachung der Anzahl der Suchstrahlen zu einer Drittelung des Rauschens.

Jeder Datensatz zur statistischen Auswertung bestand aus 100 Messzyklen und jeder Messzyklus umfasste 201 Einzelbildern. Jedes der Einzelbilder repräsentiert wiederum eine Fokus-Position. Somit entspricht die Datenstruktur genau der der späteren realen Messungen des Abschnitts 6.1. Das Auswertprogramm *Edge Analyser* (siehe Instrumentenverzeichnis) kann somit sowohl für die Simulationen, als auch für die Auswertungen benutzt werden (vgl. Abschnitt 6.1). Für die statistische Auswertung wurden Text-Files erstellt, die zu jedem Messzyklus die Linienbreiten enthalten, die entsprechend den verschiedenen Verfahren bestimmt wurden. Teilweise wird intern nur mit 41 Bildebenen gearbeitet (Best-Fokus-Ebene  $\pm 20$ ). Das einfachste Verfahren, Analog50%, benutzt einen besten Schwellwert und interpoliert linear

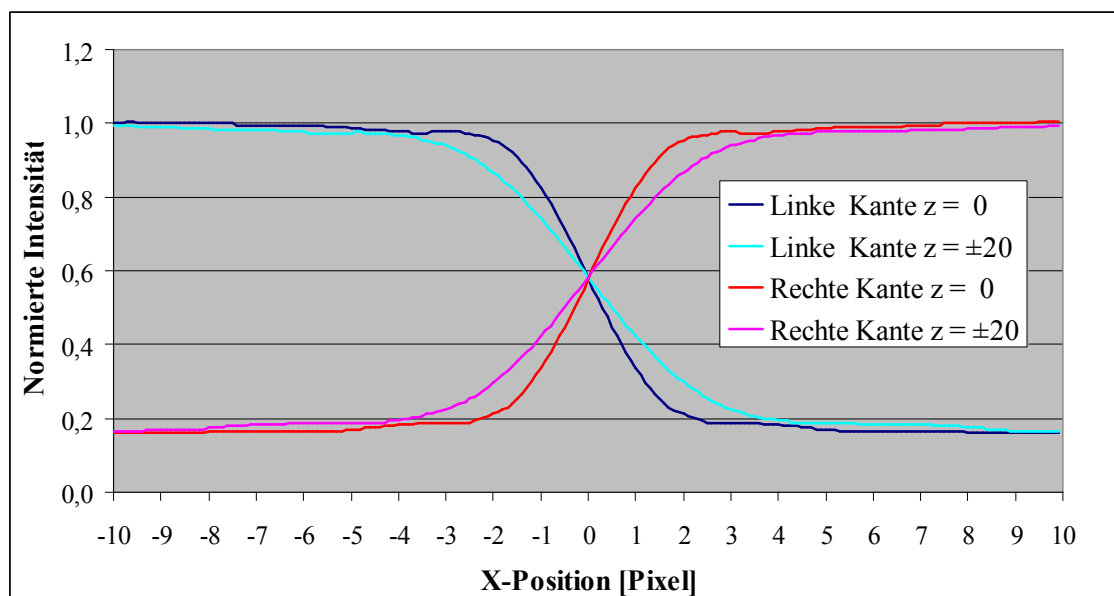


zwischen zwei Pixeln. Die weiteren Verfahren arbeiten mit diskreten Werten, die nach einer 1000fach Linear- oder Spline-Interpolation entstanden sind. Diese Zerlegung in Teile von 0,001 Pixeln ist bezüglich des physikalischen Gehaltes problematisch, jedoch soll dadurch nur sichergestellt werden, dass bei den Verfahren, die auf diskrete Daten aufbauen, nicht mangels verfügbarer Zustände eine geringe Streubreite suggeriert wird. An realen Messwerten wird im Abschnitt 6.1 gezeigt werden, dass dieses Vorgehen sinnvoll ist und so ein Vergleich von Verfahren mit reellwertiger Interpolation – wie Analog50% – und Verfahren mit diskreten, interpolierten Werten – wie SplinePhM – ermöglicht wird. Das SplinePhM-Verfahren ermittelt eine photometrische Mitte auf Spline-interpolierten Werten und arbeitet so bei den hier simulierten Kantenverläufen im Wesentlichen mit ca. 3 Pixeln, während die Korrelationsverfahren FFT – mit *Fourier*-Kreuzkorrelation – und LSM – nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate – im Wesentlichen ca. 3–5 Pixel benutzt und dann interpoliert. Die notwendigen Minimal- oder Maximalwerte werden jeweils über ca. 20 Randpixel gemittelt. Testdaten für die Korrelationen wurden immer aus Mittelungen über alle jeweiligen Messserien gewonnen.

Die Zeit für die Erstellung einer Serie mit 100 Messzyklen dauert etwa eine Stunde und die nachfolgende Auswertung ca. 40 Stunden, wobei gleichzeitig zwei Serien bearbeitet werden können. Die Ergebnis-Dateien sind dann mit Microsoft-Excel statistisch weiterverarbeitet und die Zusammenfassungen graphisch dargestellt worden.

## 5.2 Simulationsläufe zur Linienbreite

Die optische Übertragungsfunktion wurde etwa so eingestellt, dass sie die Verhältnisse am *JENATECH-inspection* mit Planachromat 50x/0,8 widerspiegelt. Danach erfolgt der Übergang von 75 % auf 25 % des Hellwertes in einer Weite von ca. 2 Pixeln in der Best-Fokus-Ebene. Bestimmt werden immer zwei Kanten. Die linke und die rechte Kante begrenzen die Linie und definieren so eine Linienbreite.

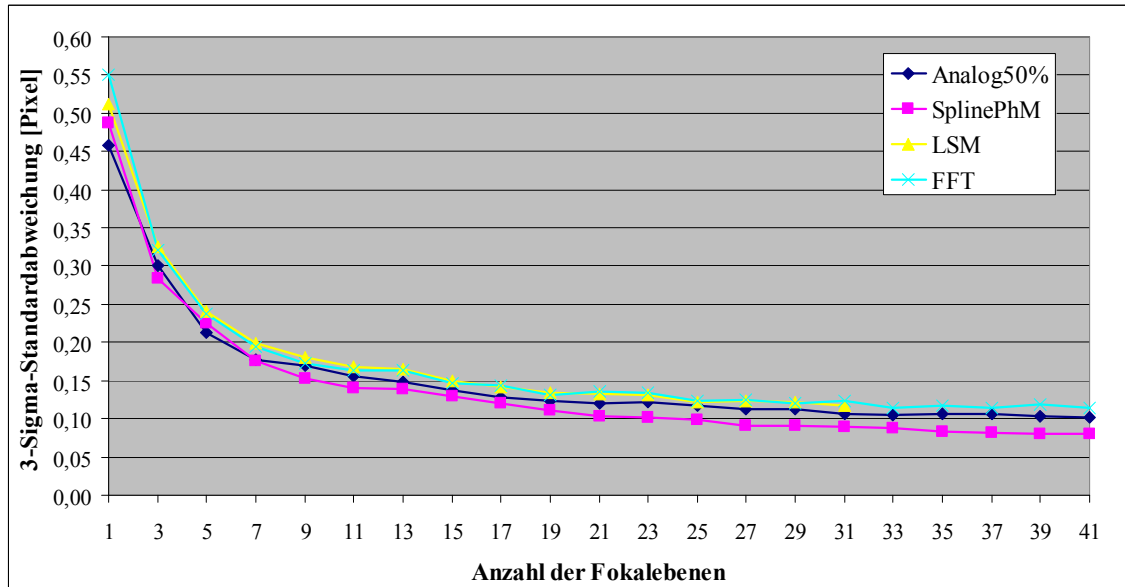


**Abb. 5.2** Intensitätsverläufe für die linke bzw. rechte Kante in den Bildebenen Best-Fokus  $z=0$  und den maximalen Positionen  $z=\pm 20$  bei nahezu inkohärenter Beleuchtung.

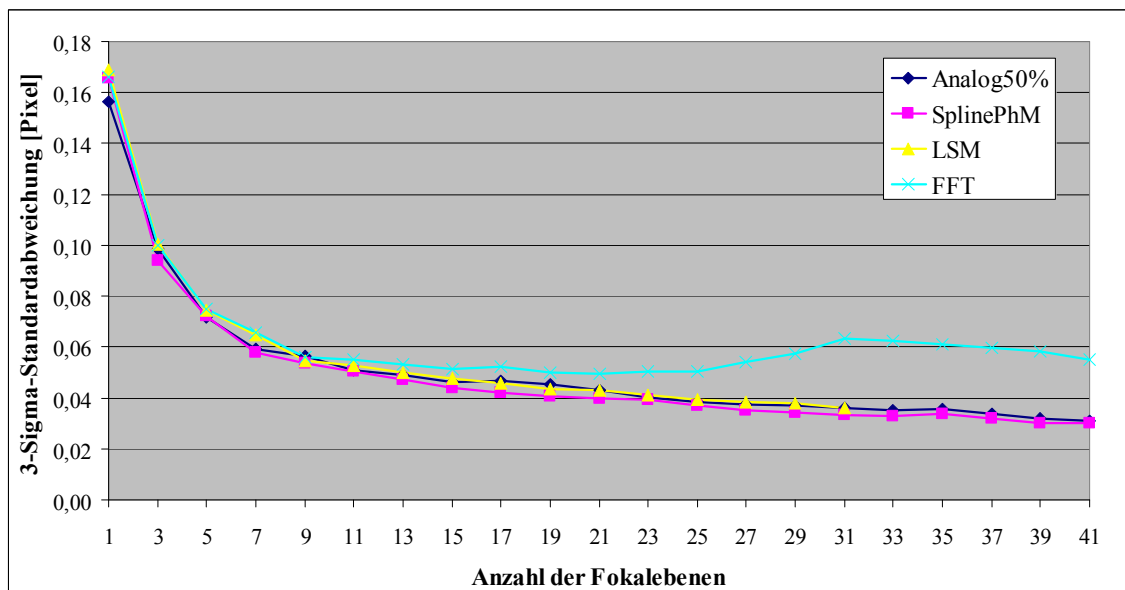


### 5.2.1 Linienbreiten bei inkohärenter Beleuchtung

Mit einer entsprechenden optischen Übertragungsfunktion wurden Bildserien erstellt, die eine Abbildung mit nahezu inkohärenter Beleuchtung widerspiegeln. Abb. 5.2 zeigt die sehr symmetrischen und nahezu monotonen Intensitätsverläufe an den Kanten (ESF). Mit wachsender Anzahl der involvierten Ebenen verringerte sich die Standard-



**Abb. 5.3** Die dreifache ( $3\sigma$ ) Standardabweichung der Linienbreiten in Abhängigkeit von der Anzahl der benutzten Bildebenen für verschiedene Kantenkriterien bei inkohärenter Beleuchtung und einem Suchstrahl (Dunkelrauschen 10%, Photonenrauschen  $\pm 5\%$ ). Analog50%: Lineare Interpolation für den Schwellwert 50%; SplinePhM: Bestimmung der photometrischen Mitte in den Spline-interpolierten Daten. Die Bestimmung der jeweiligen Maximalwerte erfolgte durch jeweils 10 Pixel links bzw. rechts von der Kante in ausreichenden Abstand, die Bestimmung des Minimalwertes erfolgte durch 20 Pixel in der Strukturmitte; LSM ist das Ergebnis der Korrelation nach der Methode der kleinsten Quadrate der 1. Ableitung der Intensitäten, mit einer Z-Variation von  $\pm 5$  Fokalebenen (daher bereits der Abbruch bei 31 Ebenen); FFT entspricht der *Fourier*-Kreuzkorrelation, wobei die Testfunktionen durch Mittelung der 1. Ableitung über alle gemessenen Kanten bestimmt wurden. Die Messserie bestand aus 100 Messzyklen.



**Abb. 5.4** Wie Abb. 5.2 aber 9 Suchstrahlen (Rauschen: 3,33 % und  $\pm 1,66\%$ ).

abweichung bei allen Verfahren. Bei diesen idealen Bedingungen zeigte sich das Verfahren der photometrischen Mitte als besonders vorteilhaft. Die aufwendigen Korrelationsverfahren sind hier völlig überflüssig (Abb. 5.3). Bei geringerem Rauschen erweist sich die diskrete *Fourier*-Kreuzkorrelation als problematisch, da sogar wieder ein Anwachsen der Standardabweichung beobachtet werden kann (Abb. 5.4).

Die Abhängigkeit der bestimmten mittleren Linienbreite von Anzahl der Fokusebene ist wegen der hohen Symmetrie der Intensitätsverläufe für alle Verfahren sehr gering (Abb. 5.5), lediglich die *Fourier*-Kreuzkorrelation wird bei geringem Rauschen und hoher Ebenenanzahl wieder problematisch (Abb. 5.6). Wird die Symmetrie in der Z-Richtung leicht gestört, was einem unterschiedlichen Verhalten der Abbildung vor und nach dem Fokuspunkt entspricht und häufig auftritt, wenn sich dort unterschiedliche Medien befinden, weisen die klassischen Verfahren erwartungsgemäß eine Abhängigkeit der mittleren Linienbreite bezüglich der Anzahl der Ebenen auf (Abb. 5.7).

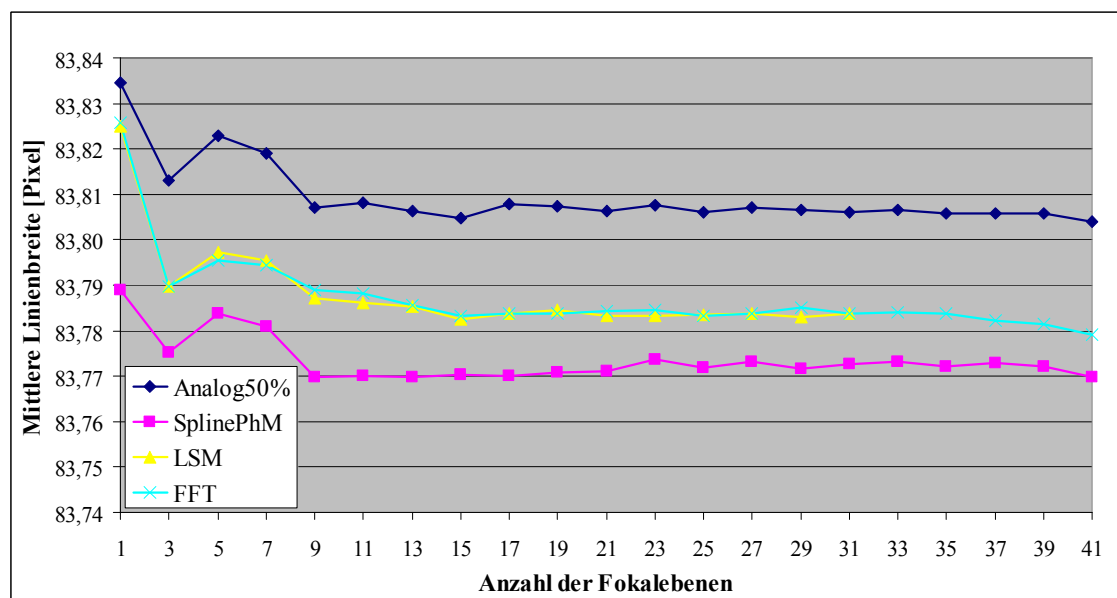


Abb. 5.5 Darstellung der mittleren Linienbreiten zur Abb. 5.3 (Rauschen: 10 % und  $\pm 5$  %).

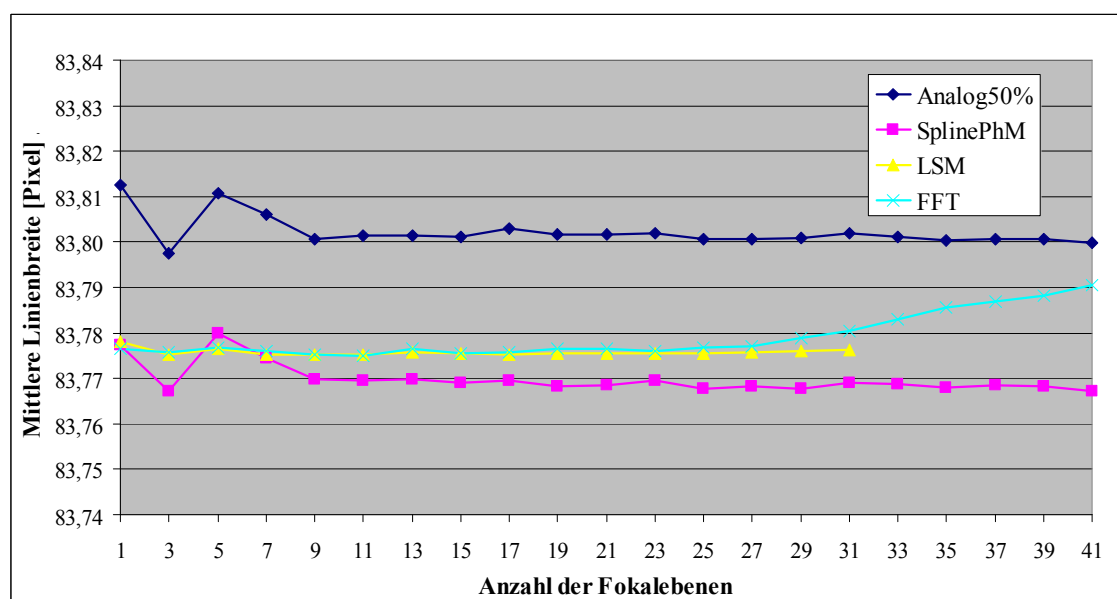


Abb. 5.6 Darstellung der mittleren Linienbreiten zur Abb. 5.4 (Rauschen 3,33 % und  $\pm 1,66$  %).

Die extrafokalen Korrelationsverfahren – insbesondere das stabile LSM-Verfahren – berücksichtigen diese Asymmetrie in den Erwartungswerten und zeigen somit in großen Bereichen keine Änderung der mittleren Linienbreite, d. h., bei klassischen Verfahren und inkohärenter Beleuchtung kann zwar durch die Einbeziehung extrafokaler Ebenen auch die Standardabweichung gesenkt werden, treten aber Asymmetrien auf, wird die Detektion der Kantenlage abhängig vom benutzten Z-Bereich. Da die extrafokalen Korrelationen Asymmetrien in den Erwartungswerten berücksichtigen, können so mehr mit Rauschen behaftete Werte zur Detektion der Kantenlage benutzt und die Standardabweichung gesenkt werden, ohne dass die Definition der Kantenortsbestimmung einen neuen Z-Bereichs-Parameter für die Vergleichbarkeit benötigt.

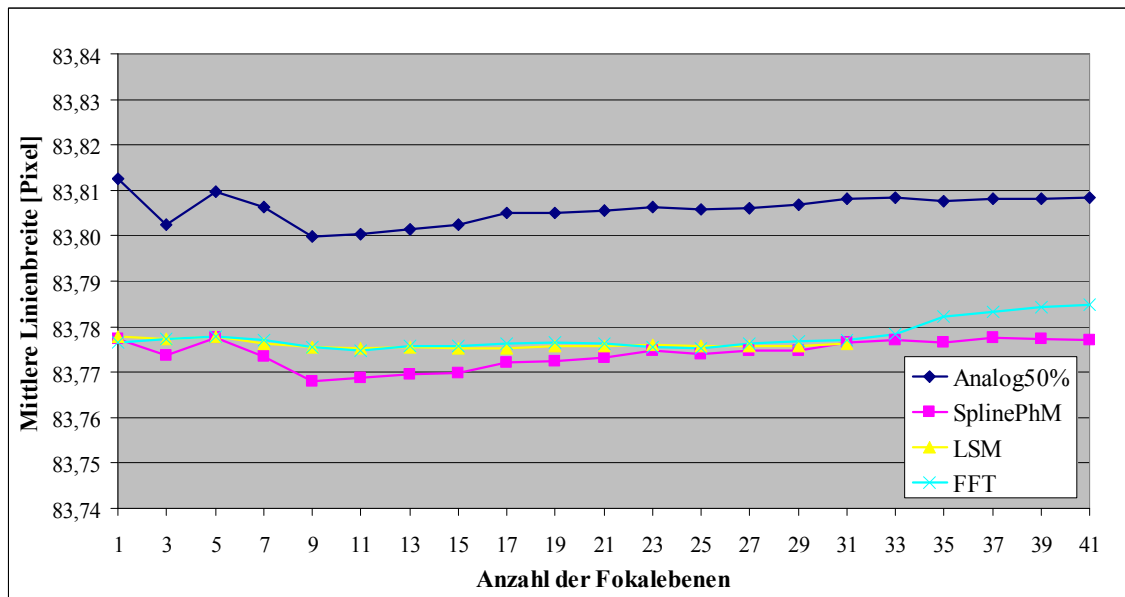


Abb. 5.7 Wie Abb. 5.6 aber mit bezüglich der Z-Richtung leicht asymmetrischer Änderung der OTF.

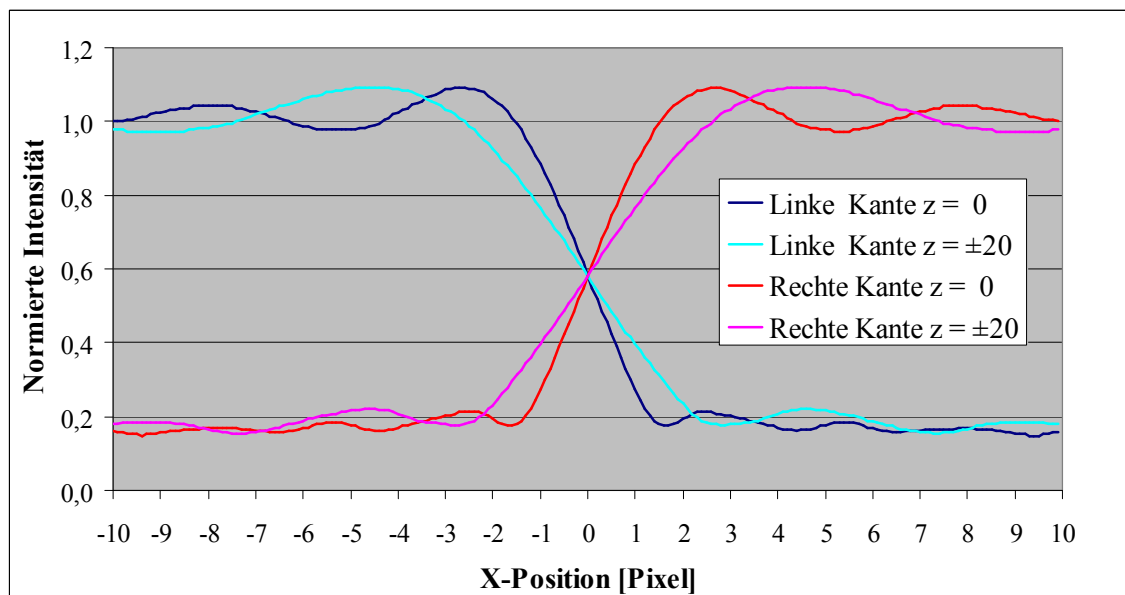
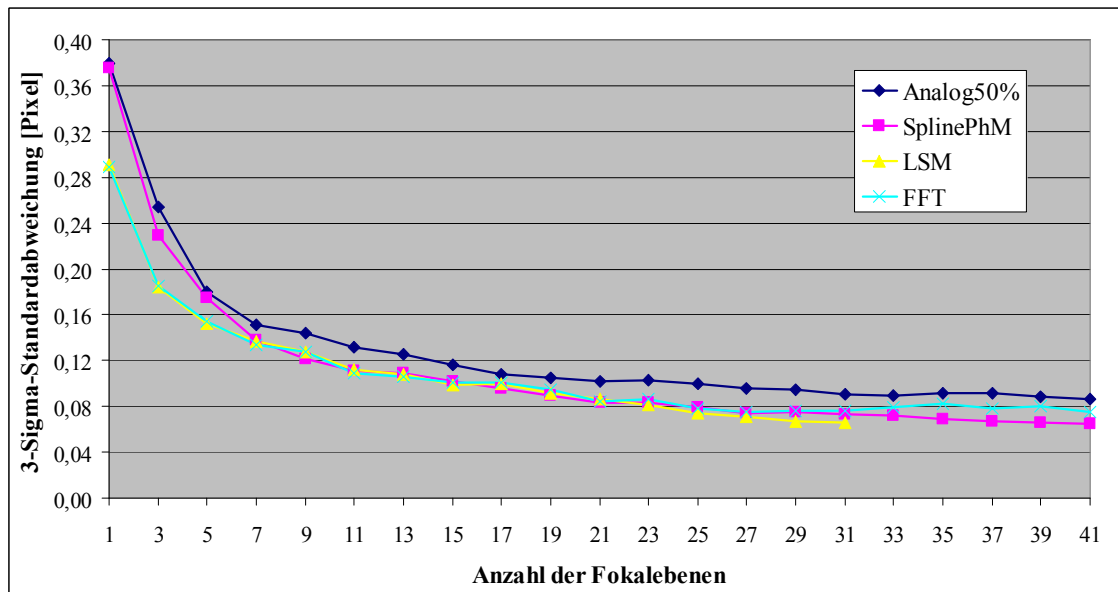


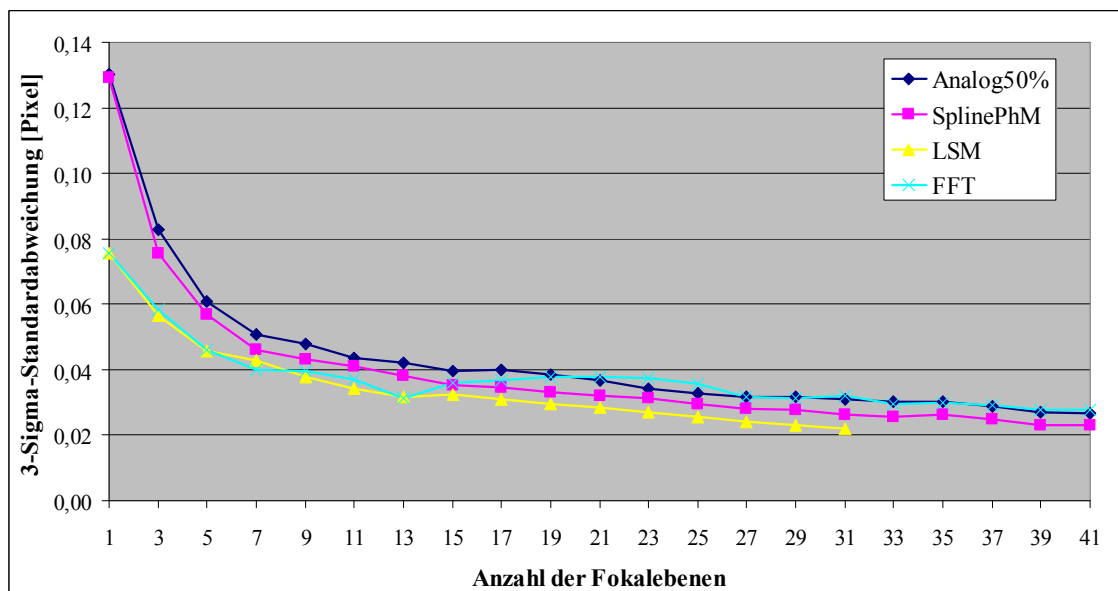
Abb. 5.8 Intensitätsverläufe für die linke bzw. rechte Kante in den Best-Fokus-Bildebenen  $z=0$  und den maximalen Positionen  $z=\pm 20$  bei partiell-kohärenter Beleuchtung mit hoher Kohärenz.

### 5.2.2 Linienbreiten bei partiell-kohärenter Beleuchtung

Hier sollen Abbildungen mit partiell-kohärenter Beleuchtung betrachtet werden, die sich durch eine relativ hohe Kohärenz auszeichnen, d. h., es treten an den Rändern deutliche Oszillationen auf (Abb. 5.8). Hier zeigen die extrafokalen Korrelationen in weiten Bereichen kleinere Standardabweichungen als gute klassische Verfahren (Abb. 5.9). Lediglich die *Fourier*-Kreuzkorrelation offenbart wieder bei geringem Rauschen und zunehmender Anzahl von Fokalebenen Schwächen. Die Abb. 5.10 zeigt diese Verschlechterung bei der FFT-Methode deutlich ab 15 Fokusebenen.



**Abb. 5.9** Die dreifache ( $3\sigma$ ) Standardabweichung der Linienbreiten in Abhängigkeit von der Anzahl der benutzten Bildebenen für verschiedene Kantenkriterien bei partiell-kohärenter Beleuchtung mit hoher Kohärenz und einem Suchstrahl (Dunkelrauschen 10 %, Photonenrauschen  $\pm 5\%$ ).



**Abb. 5.10** Wie Abb. 5.9 aber 9 Suchstrahlen (Rauschen 3,33 % und  $\pm 1,66\%$ ).

Die extrafokalen Korrelationen zeichnen sich gleichfalls durch unabhängigere mittlere Linienbreite aus (Abb. 5.11). Wieder liefert die Methode der kleinsten Fehlerquadrate bei kleinen Rauschanteilen deutlich bessere Ergebnisse. Die Abb. 5.12 zeigt im Simulationsbeispiel die Drift der *Fourier*-Kreuzkorrelationswerte ab 15 Fokusebenen.

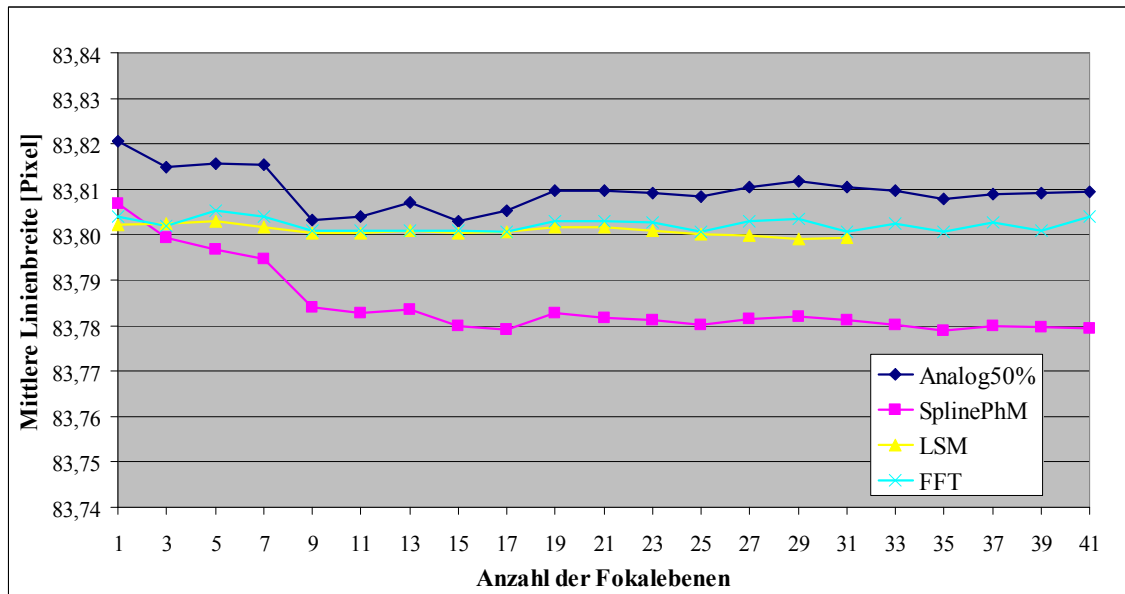


Abb. 5.11 Darstellung der mittleren Linienbreiten zur Abb. 5.9 (Rauschen 10 % und  $\pm 5$  %).

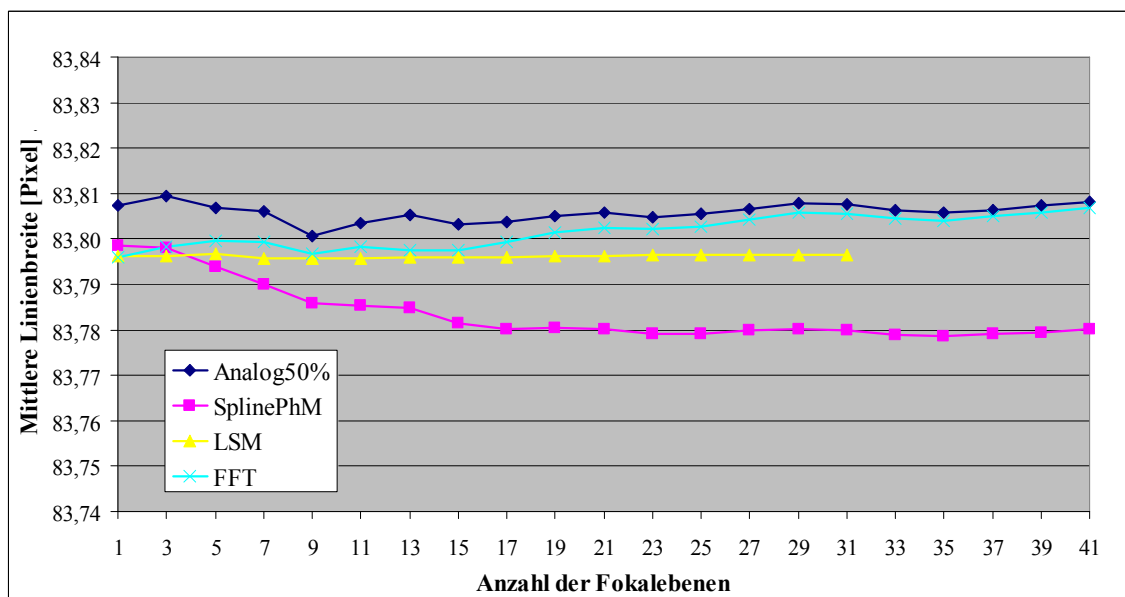
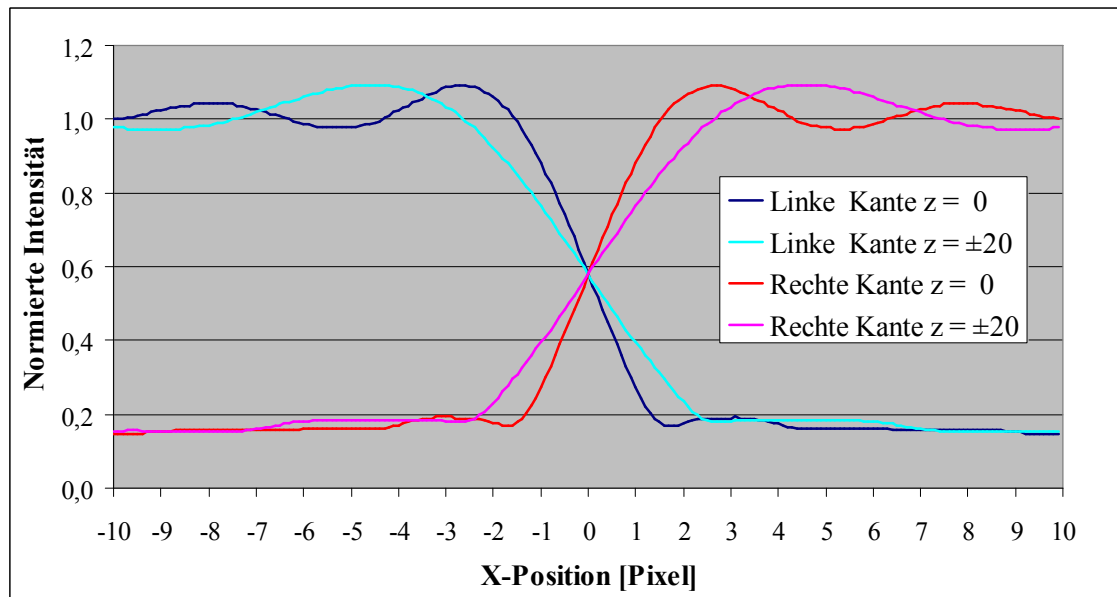


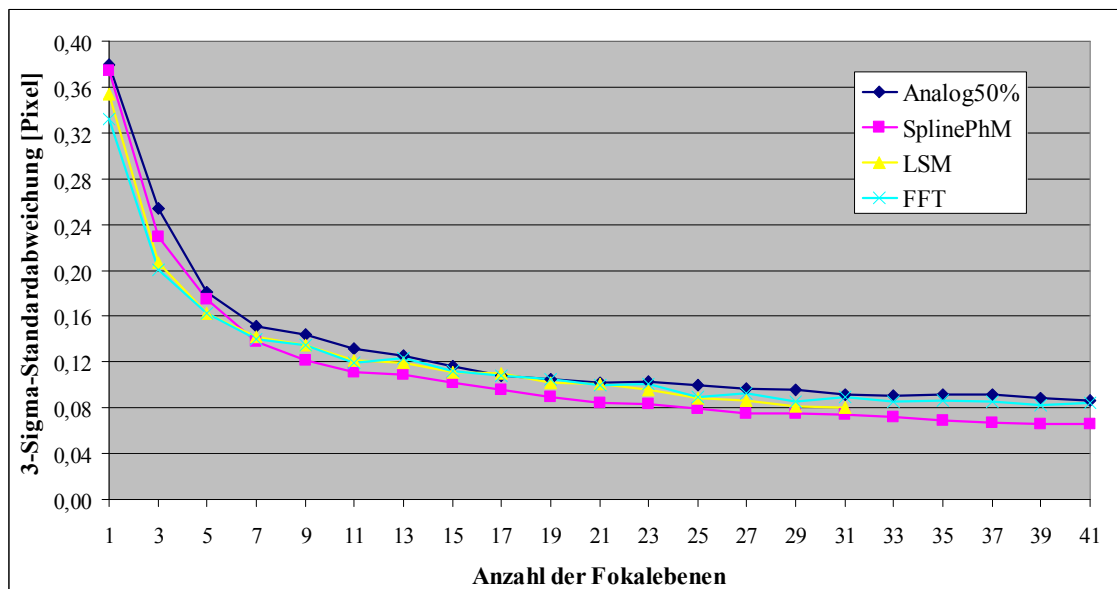
Abb. 5.12 Darstellung der mittleren Linienbreiten zur Abb. 5.10 (Rauschen 3,33 % und  $\pm 1,66$  %).

Die mit dem *JENATECH-inspection* bestimmten Intensitätsverläufe an den Kanten der verwendeten Tests zeigten deutlich geringer Oszillation in den dunklen Bereichen, als sie nach Simulationen der idealen, partiell-kohärenten Abbildung zu erwarten sind. Werden die Oszillationen in Bereichen mit geringer Intensität gedämpft, so ergeben sich Intensitätsverläufe der Kanten entsprechend Abb. 5.13. Bei Simulationen mit größeren Rauschanteilen weisen die extrafokalen Korrelationen gute Ergebnisse bezüglich der Standardabweichung auf. Teilweise sind aber mit klassischen Verfahren, wie die Spline-

gestützte photometrische Mitte (SplinePhM), noch geringere Standardabweichungen bei einer Mittelung über mehrere Fokusebenen erzielbar (Abb. 5.14). Bei Simulationen mit geringerem Rauschen werden die Vorteile der extrafokalen Korrelationen wieder deutlicher, wobei das LSM-Verfahren bezüglich geringer Standardabweichung (Abb. 5.15) und Konstanz der mittleren Linienbreite (Abb. 5.17) die *Fourier*-Kreuzkorrelation mit zunehmender Anzahl von Fokusebenen übertrifft. Es zeigt sich auch, dass eine vorhandene Abhängigkeit der mittleren Linienbreite von der Anzahl der Fokusebenen bei Asymmetrien bezüglich der Oszillationen zunimmt (vergl. Abb. 5.11 und Abb. 5.16).



**Abb. 5.13** Wie Abb. 5.8 aber mit leichter Dämpfung der Schwingungen im Bereich mit niedrigen Intensitäten.



**Abb. 5.14** Wie Abb. 5.9 (partiell-kohärenter Beleuchtung mit hoher Kohärenz und einem Suchstrahl, Rauschen: 10 % und  $\pm 5$  %) aber gedämpften Oszillationen in Bereichen mit niedrigen Intensitäten.

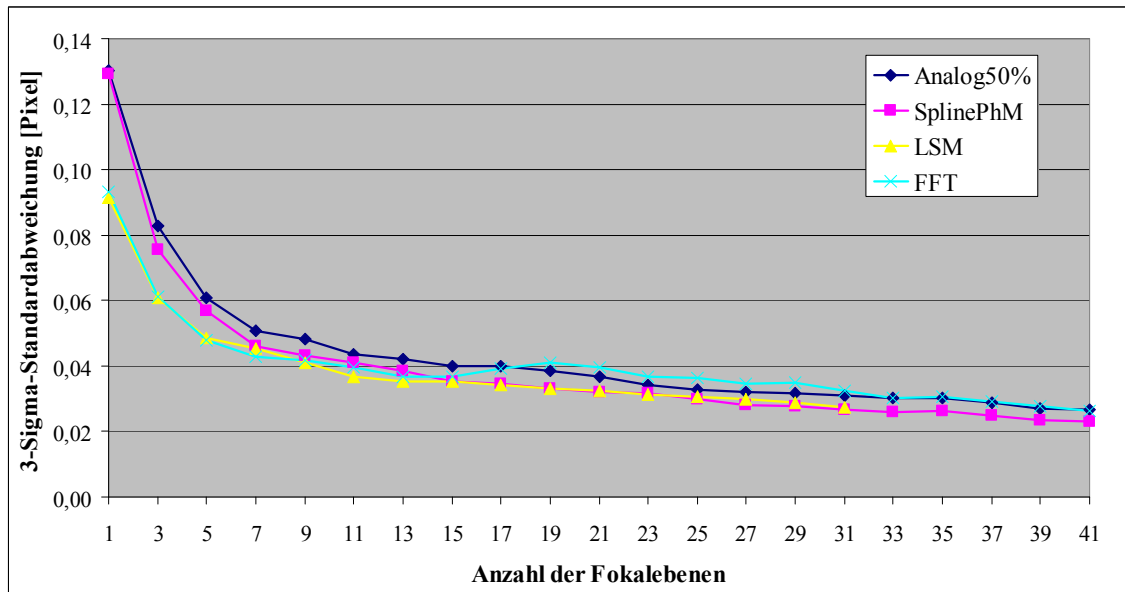


Abb. 5.15 Wie Abb. 5.14 aber 9 Suchstrahlen (Rauschen 3,33 % und  $\pm 1,66$  %).

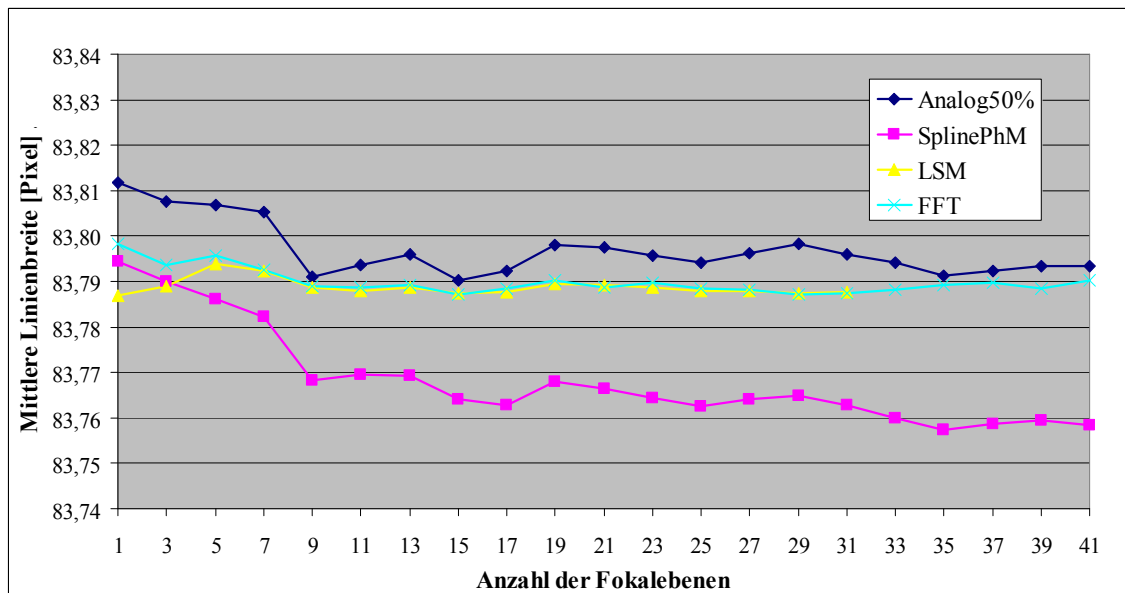
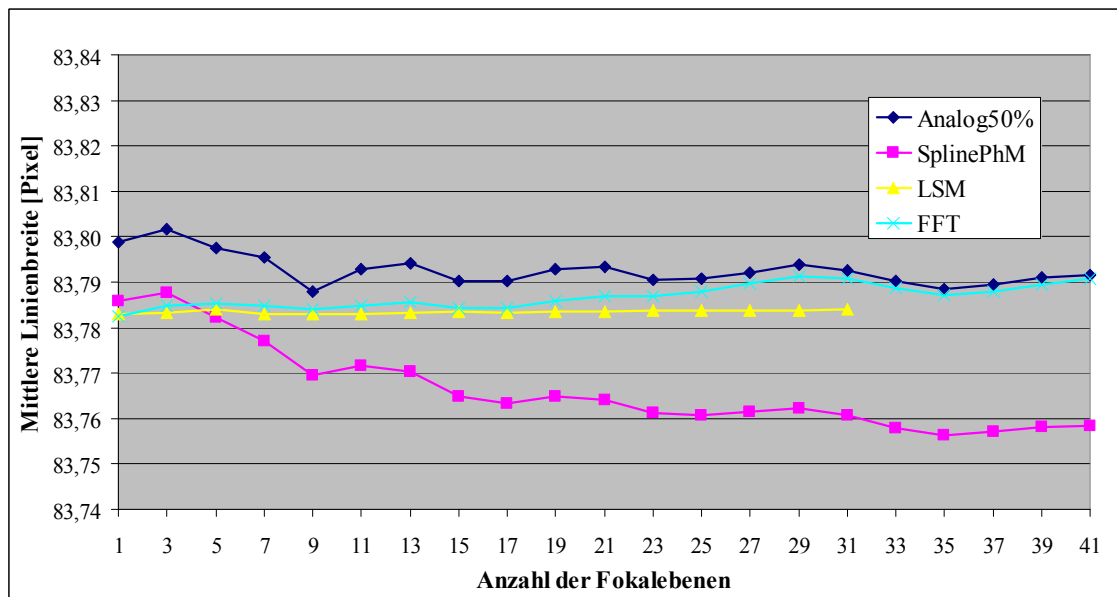


Abb. 5.16 Darstellung der mittleren Linienbreiten zur Abb. 5.14 (Rauschen 10 % und  $\pm 5$  %).

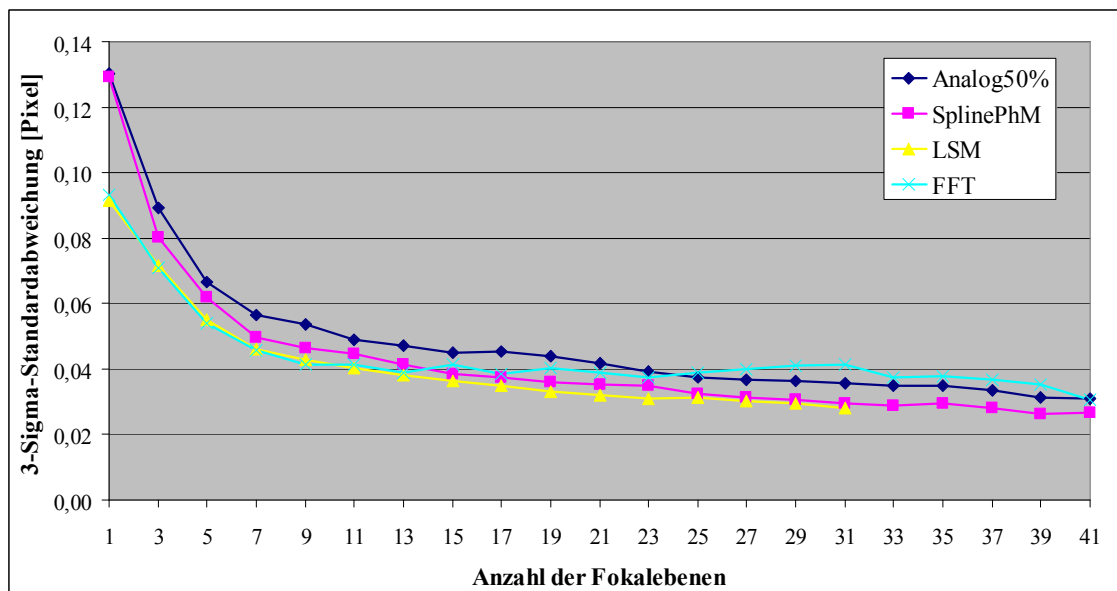
Wird jetzt gleichfalls eine leichte Asymmetrie bezüglich der Z-Richtung der OTF hinzugefügt, so bleiben die extrafokalen Korrelationen in der Standardabweichung gegenüber den klassischen Verfahren vorteilhaft (Abb. 5.18). Die klassischen Verfahren und besonders das Verfahren der photometrischen Mitte zeigen auch eine weitere Zunahme der Abhängigkeit der mittleren Linienbreite von der Anzahl der Fokusebenen.

Die Simulationen zur Linienbreite sprechen also dafür, dass bei einer hohen Symmetrie der Intensitätsverläufe an den Kanten mit klassischen Verfahren und einer Mittelung über extrafokale Fokusebenen eine Verringerung der Standardabweichung möglich ist. Gleichfalls sinkt die Standardabweichung auch bei den extrafokalen Korrelationsverfahren. Mit zunehmenden Asymmetrien werden die mittleren Linienbreiten bei den klassischen Verfahren aber abhängig vom zur Mittelung benutzten Z-Bereich, d. h., der extrafokale Bereich wird Verfahrensparameter. Die extrafokalen Korrelationen zeigen

dieses Verhalten nicht. Dabei ist das Verfahren über die kleinsten Fehlerquadrate vorteilhafter als die *Fourier*-Kreuzkorrelation. Nach den Simulationen ist zu erwarten, dass Realisierung der extrafokalen Korrelation mittels diskreter *Fast-Fourier*-Transformation nicht immer die gewünschten Vorteile bezüglich einer geringen Standardabweichung und einer möglichst unabhängiger mittleren Linienbreite gegen über dem klassischen Verfahren mit einer Mittelung über extrafokale Bereiche zeigen sollte. Ein Vorteil der extrafokalen Korrelation gegenüber klassischen Verfahren, die nur die Best-Fokus-Ebene benutzen, sollte experimentell immer nachweisbar sein.



**Abb. 5.17** Darstellung der mittleren Linienbreiten zur Abb. 5.15 (Rauschen 3,33 % und  $\pm 1,66$  %).



**Abb. 5.18** Wie Abb. 5.15 (partiell-kohärenter Beleuchtung mit hoher Kohärenz, 9 Suchstrahlen, gedämpften Oszillationen in Bereichen mit niedrigen Intensitäten, Rauschen 3,33 % und  $\pm 1,66$  %) aber mit leichter Unsymmetrie der OTF bezüglich der Z-Richtung.



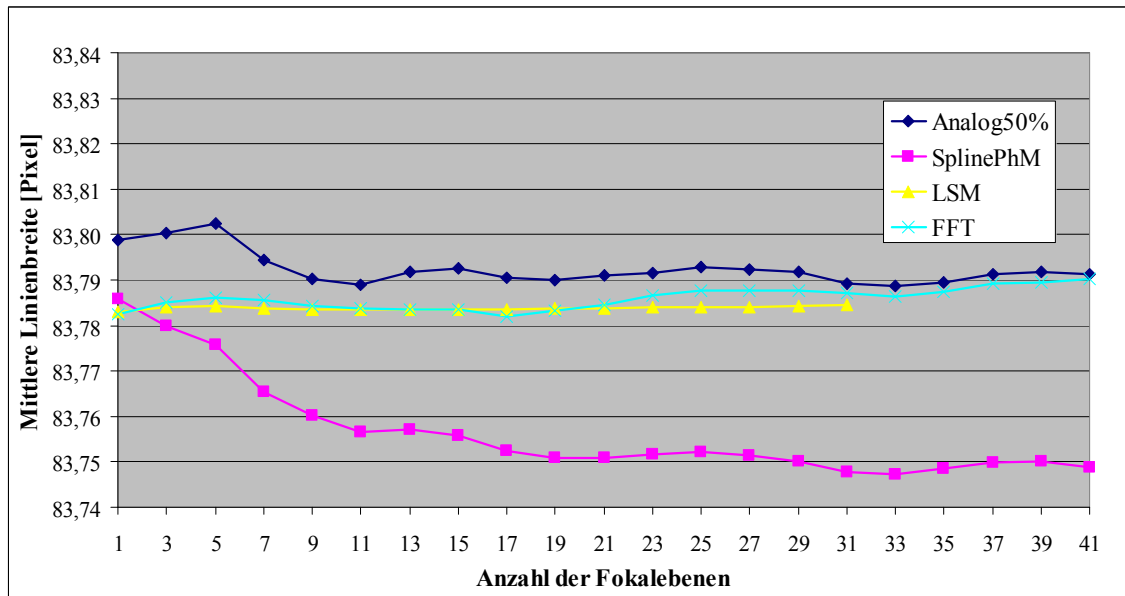


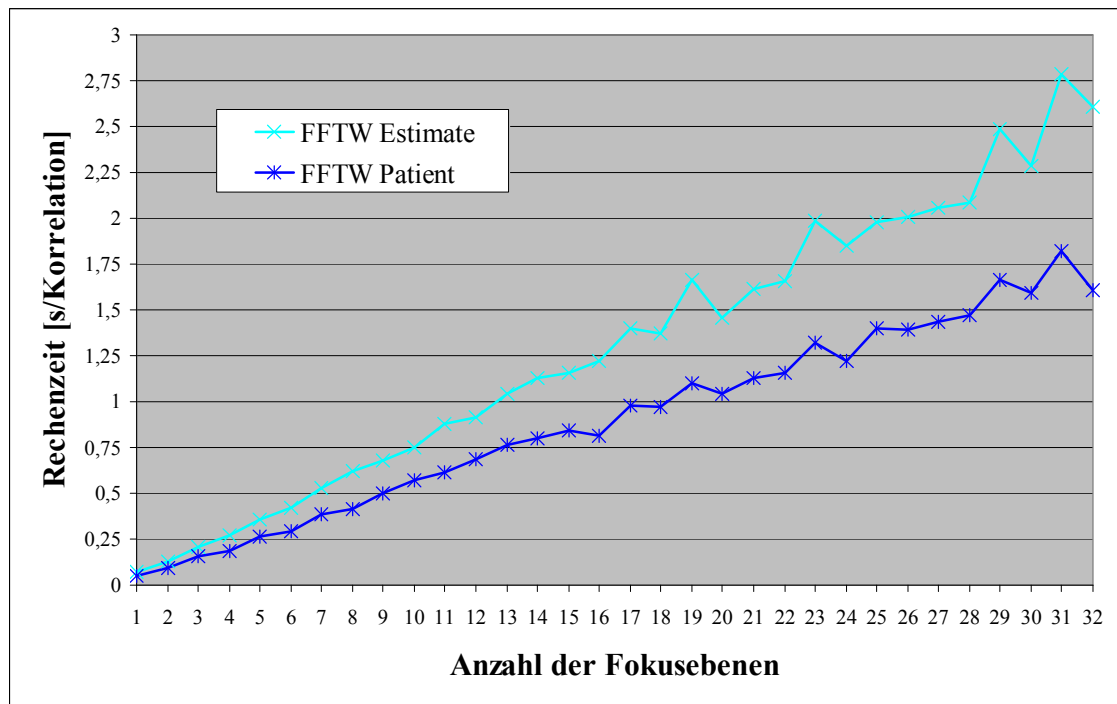
Abb. 5.19 Darstellung der mittleren Linienbreiten zur Abb. 5.18.

### 5.3 Simulationsläufe für 2-dimensionale Objekte

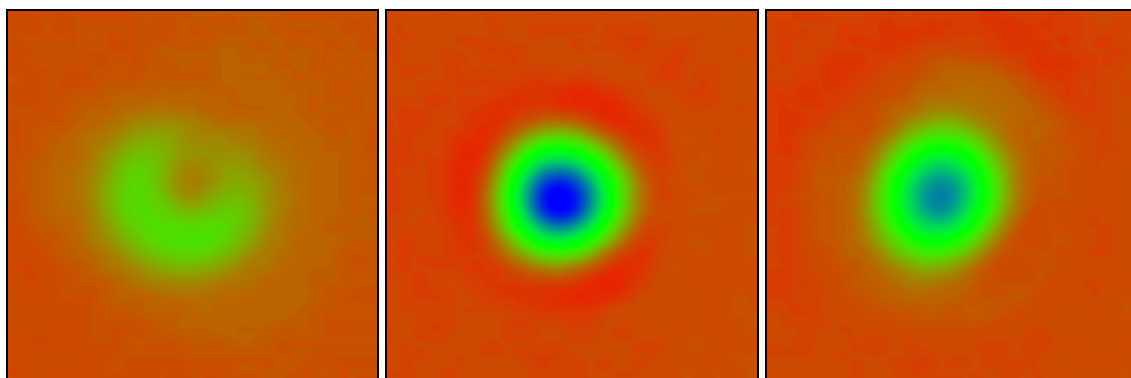
Im vorangegangenen Abschnitt wurden Simulationen zu 1-dimensionalen Linien durchgeführt, die im extrafokalen Ansatz durch die Hinzunahme der Z-Richtung zu 2-dimensionale Korrelationen führten. Entsprechend führen 2-dimensionale Objekte zu Korrelationen im 3-dimensionalen Raum. Als Model sollen hier opake Kreise untersucht werden und als bestimmender Parameter wurde der Durchmesser gewählt. Durch die extrafokale Korrelation soll hier kein einzelner Kantenort bestimmt werden, sondern es soll auf eine Korrelation mit parametrisierten Sätzen von Erwartungswerten korreliert werden. Jeder Satz von Erwartungswerten entspricht genau einem Durchmesser. Jede einzelne Korrelation besitzt wenigstens eine indizierte Position  $(x, y, z)$  mit einem globalen Maximum für den Betrag der Koeffizienten. Die indizierten Positionen werden hier nicht weiter benutzt, sondern nur der dem Erwartungswertesatz zugeordnete Durchmesser und der jeweilige maximale Betrag der Koeffizienten. Unter allen Korrelationen wird der maximale Betrag der Koeffizienten gesucht und dessen zugeordnete Durchmesser als durch extrafokale Korrelation definierter Durchmesser verstanden.

Da die Rechenzeit durch die mehrfache, 3-dimensionale Korrelation erheblich ansteigt, wurde nur das schnellere Verfahren der *Fourier-Kreuzkorrelation* benutzt. Die Abb. 5.20 zeigt, dass leicht Rechenzeiten für eine einzelne Korrelation von 1–2 Sekunden erreicht werden, was dazu führt, dass bei einem Lauf mit z.B. 65 verschiedenen Sätzen von Erwartungswerten sich Rechenzeiten für eine einzelne Durchmesserbestimmung im Minutenbereich ergeben werden. Da Serien mit mehr als 100 Durchmessern mit jeweils unterschiedlichen Anzahlen von Fokusebenen untersucht werden sollen, entstehen hier schnell Rechenzeiten von mehreren Tagen. Um möglichst realistische Simulationen zu starten, wurde keine theoretische PSF benutzt, sondern es wurde eine Mittelung für einen mit dem *JENATECH-inspection* gemessenen X/Y/Z-Bereich von  $32 \times 32 \times 32$  Pixeln vorgenommen. Der Vorteil liegt hier darin, dass so reale Abbildungsfehler und Asymmetrien besser berücksichtigt werden können. Die Abb. 5.21

zeigt drei Fokusebenen aus einem Zyklus von 32 Fokusebenen. Über eine 19fach bis 21fach 2-dimensionale Spline-Interpolation wurden dann 65 Sätze von Erwartungswerten mit unterschiedlichen Durchmessern erzeugt. Die Simulation der Messserien entstand – wie im vorangegangenen Abschnitt – durch Hinzufügen eines konstanten und eines intensitätsabhängigen Rauschanteils.



**Abb. 5.20** Rechenzeit pro einzelne Korrelation mit einem Bereich von  $512 \times 512 \times \text{Anzahl der Fokusebenen}$ . Die Korrelation umfasst hier die Hauptrechen Schritte:  $64 \times 2\text{D-Spline-Interpolation } 32 \times 32$  auf  $512 \times 512$ ;  $2 \times \text{FFTW}$  vorwärts;  $1 \times$  komplexe Multiplikation;  $1 \times \text{FFTW}$  rückwärts;  $1 \times$  komplexer Betrag berechnen; *FFTW Estimate* benutzt eine Einstellung der FFTW-Software-Bibliothek, die nur eine Schätzung für einen optimalen *Fourier-Transformations-Algorithmus* vornimmt; *FFTW Patient* veranlasst die Bibliothek „beharrlich“ nach einem optimalen Algorithmus für das vorliegende Rechnersystem zu suchen. Diese Suche erfolgt vor dem ersten Aufruf und kann mehrere Stunden dauern.



**a** Fokusposition  $z = -16$

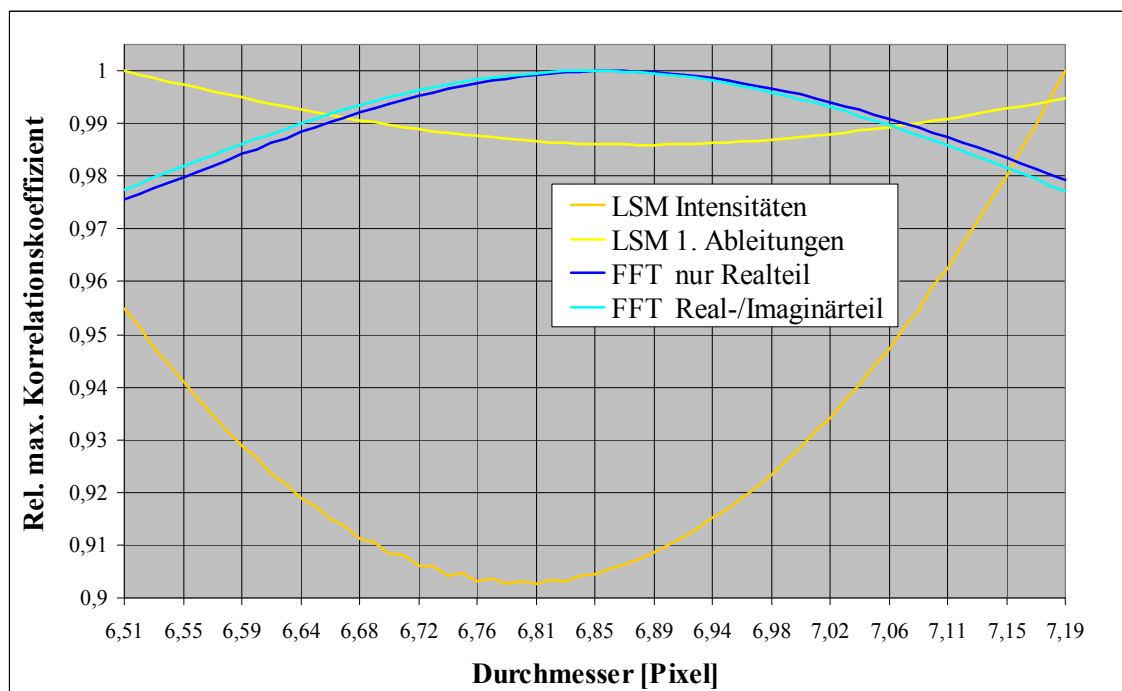
**b** Best-Fokus-Position  $z = 0$

**c** Fokusposition  $z = +16$

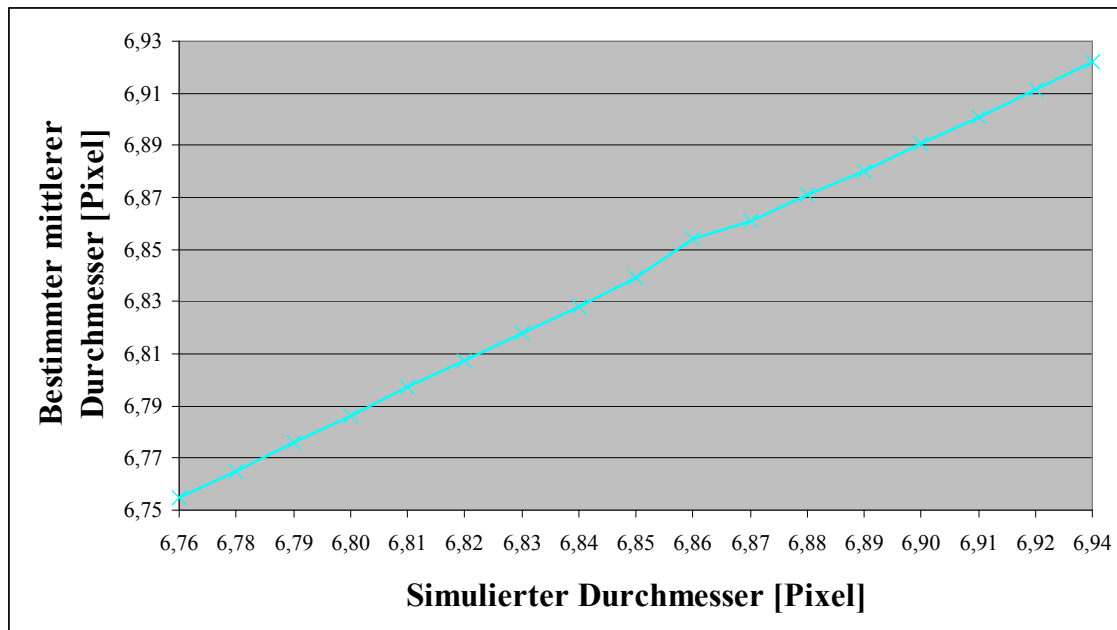
**Abb. 5.21a-c** XY-Falschfarbendarstellung (dunkel: blau, hell: rot) von gemittelten, 20fach 2D-Spline-interpolierten Intensitätsmessungen eines kreisförmigen, opaken Artefakts, bestimmt mit einem Planachromat  $50 \times 0,80$  und 1,6facher Nachvergrößerung bei einer Beleuchtungsapertur von 0,6. Der Durchmesser beträgt in der Sensorebene ca. 6–7 Pixel, d. h. ca. 520 nm in der Objektebene. Deutlich erkennbar sind Z-Asymmetrien, Abbildungsfehler und der Ansatz zur Kontrastumkehr im negativen Z-Bereich.

Wie die Abb. 5.22 zeigt, ist auch hier die Empfindlichkeit des LSM-Intensitäts-Verfahrens größer als die der *Fourier*-Kreuzkorrelationen. Das 2-dimensionale LSM-Verfahren arbeitet hier mit den Intensitätswerten, während die *Fourier*-Transformationen die Summe der 1. Ableitungen  $f'_x + f'_y$  im Realteil und die Differenz  $f'_x - f'_y$  bzw. null benutzt. Dadurch kann – in einem gewissen Umfang – auf eine Normierung der Kreuzkorrelation verzichtet werden. Für das LSM-Verfahren ergibt sich aber schon für die Auswertung einer Serie mit 100 Messzyklen bei 65 Sätzen von Erwartungswerten, einer Matrix von  $480 \times 480 \times 16$ , einem X/Y-Suchbereich von  $\pm 16$  eine Rechenzeit von etwa sechs Tagen. Da hier schon vollständig auf eine Variation in der Z-Richtung verzichtet wurde, was bei realen Daten nicht möglich sein wird, kann das LSM-Verfahren derzeit noch nicht sinnvoll bei 3-dimensionalen Korrelationen mit parametrisierten Erwartungswerten in der Praxis eingesetzt werden.

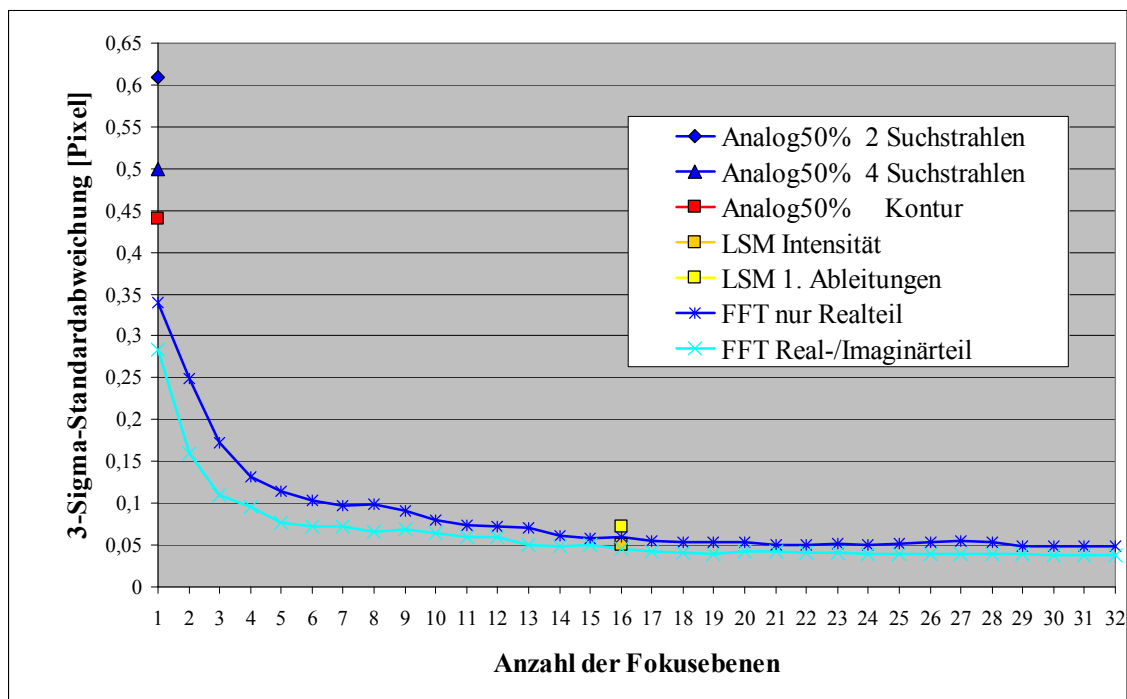
Die Abb. 5.23 zeigt, anhand von simulierten Durchmesseränderungen in einer gesamten Messserie mit 100 Einzelzyklen, dass das *Fourier*-Kreuzkorrelationsverfahren die Änderungen gut erfassen kann. Aus Geschwindigkeitsgründen erfolgte keine Normierung der Kreuzkorrelation, was hier wahrscheinlich im Mittel zu dem geringen Offset von -0,01 Pixeln führte. Werden die extrafokale Korrelation mit den klassischen Verfahren an einer simulierten Messserie verglichen, zeigen die Korrelation mit mehreren Z-Ebenen deutliche Vorteile. Das extrem aufwendige LSM-Verfahren hat zwar gute Werte, ist aber für die Auswertung der experimentellen Daten viel zu langsam. Die starke Verringerung der Standardabweichung bei den FFT-Verfahren sollte ausreichend sein, um auch bei realen Daten – mit in der Simulation nicht erfassten Fehlerquellen – noch Verbesserungen gegenüber den klassischen Verfahren, die nur die Best-Fokus-Ebene benutzen, experimentell nachweisbar sein (Abb. 5.24).



**Abb. 5.22** Korrelationsergebnis in Abhängigkeit vom Durchmesser der Erwartungswerte (65 Sätze) für einen und denselben Messzyklus mit verschiedenen Korrelationsverfahren (FFT-Matrix:  $512 \times 512 \times 16$ ; LSM-Matrix:  $480 \times 480 \times 16$ )



**Abb. 5.23** Vergleich von simulierten und tatsächlich durch das FFT-Verfahren bestimmten Durchmessern. Simulierte Durchmesseränderung durch 2-dimensionale Spline-Interpolation in jeweils 100 Messzyklen.



**Abb. 5.24** Standardabweichung in Abhängigkeit von der Anzahl der benutzten Fokusebenen bei verschiedenen Verfahren zur Bestimmung des Durchmessers (*Analog50% 2...*: 2 Suchstrahlen definieren einen mittleren Durchmesser; *Analog50% 4...*: 4 Suchstrahlen definieren einen mittleren Durchmesser; *Analog50% Kontur*: alle Konturpunkte definieren einen mittleren Durchmesser; *LSM Intensität*: Korrelation nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate mit den Intensitäten; *LSM 1. Ableitungen*: Korrelation nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate mit der Summe der Gradienten  $f'_x + f'_y$ ; *FFT nur Realteil*: 1. Ableitungen mit jeweils  $f'_x + f'_y$  im Realteil und 0.0 im Imaginärteil; *FFT Real-/Imaginärteil*: 1. Ableitungen mit jeweils  $f'_x + f'_y$  im Realteil und  $f'_x - f'_y$  im Imaginärteil; Dunkelrauschen 10%; Photonenrauschen  $\pm 5\%$ ; Messserie mit 100 Messzyklen).

## 6 EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN

In einem ersten Schritt erfolgten die Messungen an zwei modifizierten Mikroskopsystemen. Die wesentlichen Modifikationen waren: die nachträgliche Motorisierung des Z-Triebes, die elektronische Stabilisierung des Lampenstroms der Beleuchtung, eine mögliche optische Nachvergrößerung im Videoadapter und eine schwingungsgedämpfte Aufstellung. Bildaufnahme und Analyse der Messungen erfolgten getrennt durch zwei über Ethernet verbundene PCs. Einzelheiten zu den gerätetechnischen Komponenten befinden sich im Instrumentenverzeichnis des Anhangs. In einem zweiten Schritt wurden die Verfahren an ausgewählten Messdaten eines kommerziellen Systems überprüft. Zur Auswertung der Messdaten erfolgte jeweils eine Anpassung des Programms *Edge Analyser* im Quell-Code an die unterschiedlichen Datenformate und Fragestellungen.

### 6.1 Modifizierte Mikroskopsysteme

Auf wesentliche optische und mechanische Eigenschaften der verwendeten Mikroskopsysteme wurde bereits im Kapitel 2 eingegangen. Prinzipiell erfolgte immer die Aufnahme von 201 Bildebenen als RGB-Bilder. Der motorische Z-Trieb realisierte theoretisch eine Schrittweite von jeweils 50 nm. Wahlweise konnte eine Mittelung über 10 Einzelbilder erfolgen. Für alle prinzipiellen Untersuchungen, wie zur PSF und Kantensteilheit, wurde die Mittelung benutzt. Lediglich für die zeitintensiven Messreihen zur Untersuchung der Standardabweichung erfolgte aus Geschwindigkeitsgründen ein Verzicht auf die Mittelung im Aufnahmesystem. Das Aufnahmesystem benötigt ohne Mittelung ca. 5 Minuten für Erfassung und Speicherung eines Bildstapels. Diese Zeit beinhaltet auch 21 zusätzliche Positionierungen und Bildaufnahmen zur Nachfokussierung, wodurch lange Aufnahmeserien möglich sind. Eine Serie begann immer mit einer Einlaufphase von drei Stunden am *JENATECH-inspection* bzw. einer Stunde am *RML-5* System. Die Messserien bestanden aus 90–107 Bildstapeln (Messzyklen), die in ca. 10–11 Stunden erzeugt wurden, was zu etwa 25 GiB Daten führt. Zur Steuerung der Bildaufnahme wurde in C++ das Programm *3D-ImageGrabber* geschrieben (siehe Instrumentenverzeichnis).

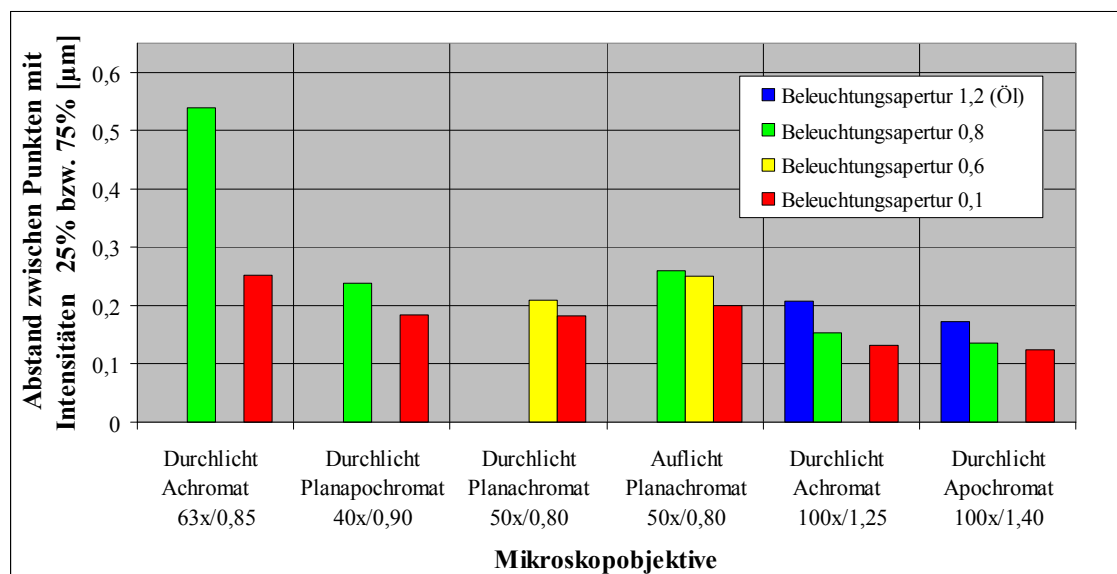
Das in C++ geschriebene Programm *Edge Analyser* zur Auswertung wurde entsprechend den Fragestellungen im Quelltext modifiziert. Die Rechenzeiten lagen je nach Analyseaufgabe zwischen 6–36 Stunden für eine Messserie. Lange Rechenzeiten benötigte die Analyse bezüglich der Standardabweichung mit 1000facher Interpolation und der Methode der kleinsten Quadrate. Die Ressourcen des Auswertesystems gestatten aber den gleichzeitigen Lauf von zwei Auswerteprogrammen, was durch den Einsatz von zwei Festplatten für die Bilddaten nahezu eine Halbierung der Gesamtrechenzeit bewirkt.

Die Untersuchungen zur Bildgüte zeigten, dass die vorhandenen Objektive erhebliche Probleme im blauen Spektralbereich aufweisen. Daher musste auf die sonst übliche kürzere Wellenlänge mit der theoretisch besseren Auflösung verzichtet werden. Für die statistischen Auswertungen wurde ausschließlich der grüne Kanal der Kamera benutzt.

### 6.1.1 Erhöhung der Kantensteilheit

Eine sichere und reproduzierbare Kantenerkennung sollte durch möglichst steile Kantenübergänge begünstigt werden. Aus den im Abschnitt 2.2.3.3 angeführten theoretischen Arbeiten folgt, dass mit zunehmender Kohärenz der Beleuchtung auch Werte für die erste Ableitung der Intensität  $\frac{dI}{dx}$  am Kantenort  $x=0$  zunehmen sollte. Untersuchungen zur Steilheit von Kanten mit verschiedenen Mikroskopobjektiven im Durch- und Auflicht bei unterschiedlichen Aperturen der Beleuchtung bestätigen die theoretischen Arbeiten. Abb. 6.1 zeigt das Ergebnis einer Analyse von 5 Objektiven mit numerischen Aperturen zwischen 0,8 bis 1,4 und Beleuchtungsaperturen zwischen 0,1 bis 1,2, wobei die hohen numerischen Aperturen durch Öl-Immersion erreicht wurden. Die Bildaufnahme erfolgte mithilfe der *3D-ImageGrabber* Software. Zur Rauschunterdrückung wurde die Prozedur zur Mittelwertbildung aus 10 Einzelbildern benutzt. Jeweils das Bild mit dem steilsten Kantenverlauf des Bildstapels wurde als Best-Fokus definiert und mit der *Edge Analyser* Software ausgewertet.

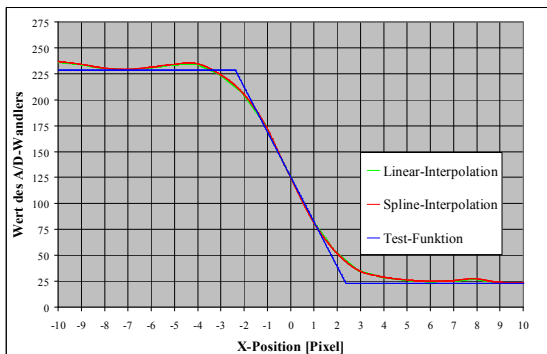
Bei allen untersuchten Objektiven stieg die Kantensteilheit mit dem Kohärenzgrad der Beleuchtung. Bei einem einfachen Objektiv (Achromat 63x/0,85) verdoppelte sich zwar die Kantensteilheit, allgemein kann aber mit einer praktikablen Verbesserung von 10–20 % gerechnet werden. Dabei muss beachtet werden, dass die geringe Beleuchtungsapertur nicht zu Intensitätsproblemen führt. Ein Mangel an Lichtintensität würde das Rauschen erhöhen und könnte dann den Vorteil des höheren Gradienten dominant überlagern.



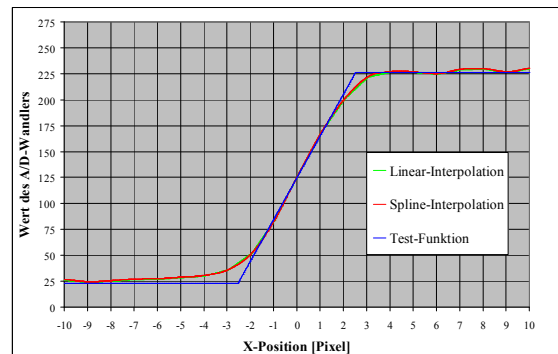
**Abb. 6.1** Darstellung des interpolierten Abstandes zwischen Punkten mit relativen Intensitäten von 25 % bzw. 75 % für verschiedene Objektive bei unterschiedlichen Beleuchtungsaperturen. Der volle Intensitätsumfang von 100 % ergibt sich aus der Differenz der mittleren absoluten Intensitäten in einer ungestörten, oszillationsfreien Entfernung von der Kante. Je kleiner der gemessene Abstand ist, desto steiler ist der Intensitätsübergang am Kantenort. Die Messungen erfolgten an einer Glasmaske mit einer ca. 7 µm Chromlinie (bei Notwendigkeit mit Deckglas) und grünem Licht.

### 6.1.2 Verringerung der Standardabweichung

Ziel des zur Diskussion gestellten Verfahrens ist die Verringerung der Standardabweichung für die Bestimmung des Kantenortes bei geringer Anzahl von Suchstrahlen. Da die verwendeten Mikroskopsysteme eine nicht vernachlässigbare laterale Drift besitzen, wurden für die Untersuchungen zur Standardabweichung stets zwei gegenüberliegende Kanten einer Struktur untersucht. Als Struktur wurde eine ca. 7  $\mu\text{m}$  breite Chromstruktur auf einem Glassubstrat benutzt (siehe Instrumentenverzeichnis). Da die thermische Änderung dieser Struktur völlig vernachlässigbar ist und insbesondere nach der Einlaufphase auch das Abbildungssystem als unveränderlich angesehen werden kann, sollte auch die Strukturbreite an einem bestimmten Ort eine Konstante darstellen. Der Abstand zwischen linken (siehe Abb. 6.2a, Abb. 6.3a) und rechten Kantenort (siehe Abb. 6.2b, Abb. 6.3b) wurde bestimmt und die Standardabweichung dieser Abstände innerhalb einer Serie von Messungen als Maß für die Reproduzierbarkeit der Kantenortsbestimmung betrachtet. Zur besseren Vergleichbarkeit mit kommerziellen Systemen wurde jeweils der dreifache Wert der Standardabweichung (3-Sigma) angegeben.

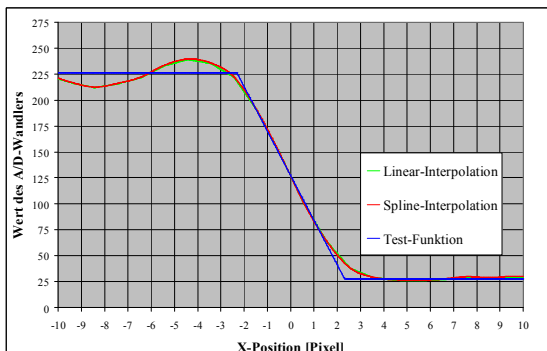


a Linke Kante

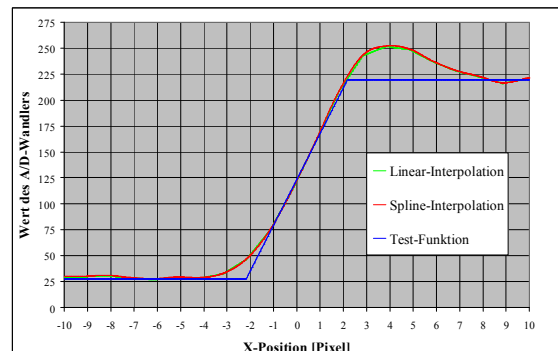


b Rechte Kante

**Abb. 6.2a/b** Gemessene Intensitätswerte an den Kantenübergängen mit einer Umgebung von  $\pm 10$  Pixeln (21 Suchstrahlen), 1000fache Interpolation, linear bzw. mit kubischen Splines. Testobjekt ist eine ca. 7  $\mu\text{m}$  breite Chromlinie auf Glas im grünem Durchlicht, aufgenommen mit einem Planachromat 50x/0,80 und 1,6facher Nachvergrößerung bei einer Beleuchtungsapertur von 0,6 (Kohärenzparameter 0,75). Der Pixelabstand beträgt 80 nm in der Objektebene und der mittlere Kantenabstand liegt bei 84,8 Pixeln. Die Test-Funktion simuliert einen Übergang zwischen den Intensitäten, die weiter von der Kante entfernt sind. Dabei ergibt sich die Test-Funktion erstens aus dem Anstieg, der durch die gemessenen Intensitäten bei 25 % und 75 % des Sprunges definiert ist und zweitens aus dem Kantenort bei 50 % des Sprunges.



a Linke Kante

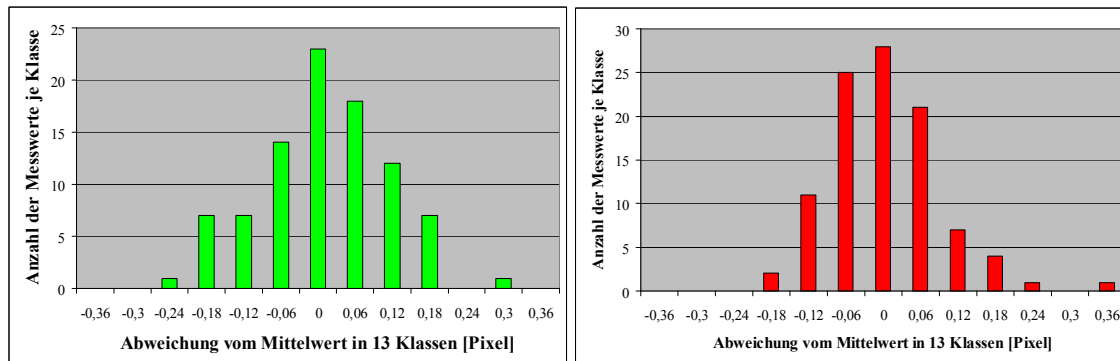


b Rechte Kante

**Abb. 6.3a/b** Darstellung wie Abb. 6.2 nur bei einer Beleuchtungsapertur von 0,2 (Kohärenzparameter 0,25).



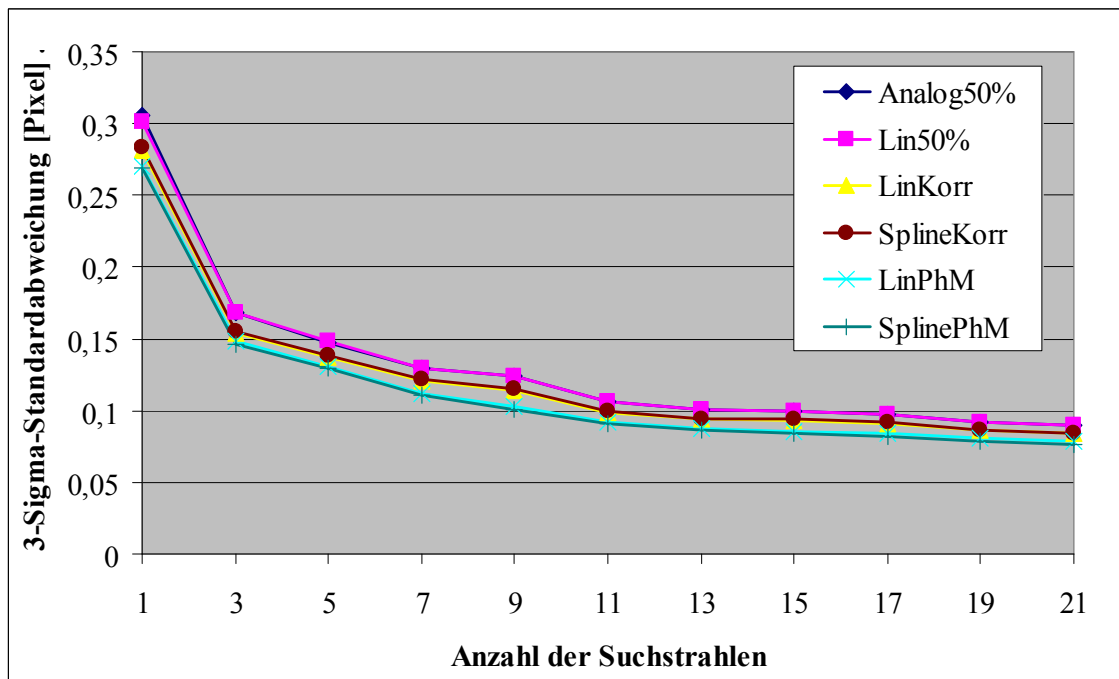
Die Betrachtung der Messwertstreuung der Strukturbreiten (Abb. 6.4a/b) und der Extremwerte (in Abb. 6.4a/b nur ein Messwert von 193 außerhalb der  $\pm 3\sigma$ -Bereiche) sprechen dafür, dass näherungsweise von einer Normalverteilung der Messwerte für die Strukturbreite ausgegangen werden kann.



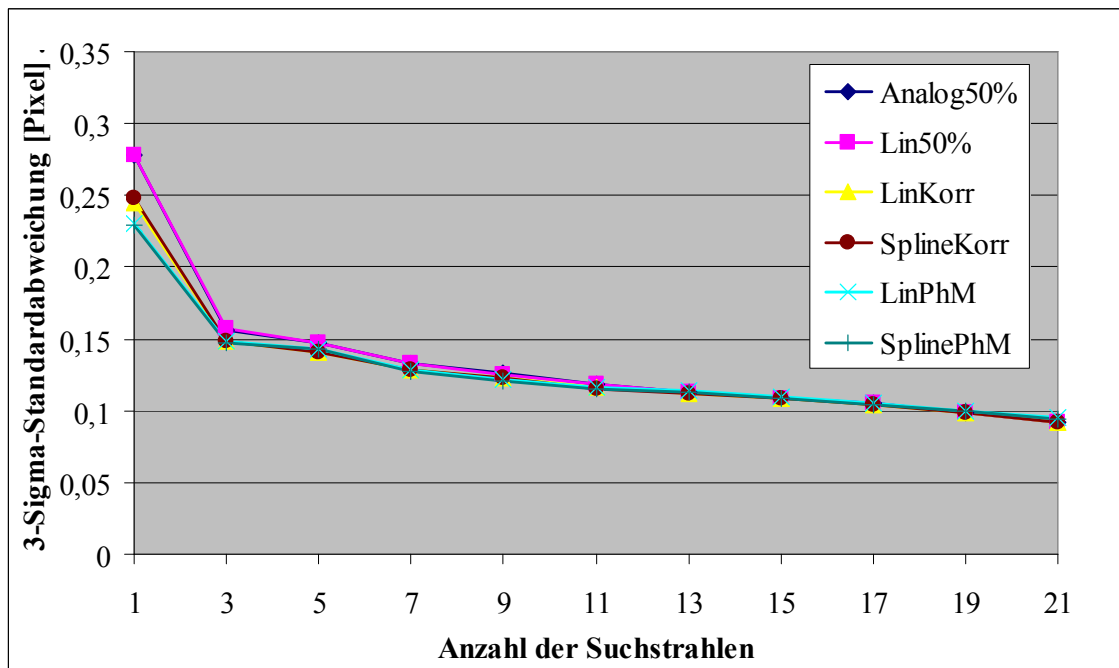
**a** Beleuchtungsapertur 0,6 und  $3\sigma = 0,302$  Pixel      **b** Beleuchtungsapertur 0,6 und  $3\sigma = 0,277$  Pixel  
**Abb. 6.4a/b** Darstellung der Abweichungen gemessener Strukturbreiten vom jeweiligen Mittelwert mit einer Zuordnung in 13 Klassen bei einer Breite von 0,06 Pixeln. Die zwei Messserien beinhalten 90 bzw. 103 Einzelmessungen. Die Kantenortbestimmung erfolgte über den 50% Schwellwert, sonst alle Parameter wie unter Abb. 6.2a/b und Abb. 6.3a/b.

Im Folgenden wurde mit den bereits im Abschnitt 5.1 für die Simulationen benutzten Verfahren zur Kantendetektion der Zusammenhang zwischen der Standardabweichung der gemessenen Strukturbreiten und der Anzahl der involvierten Pixel untersucht. Die Abb. 6.5 und 6.6 zeigen, wie sich durch die klassische Erhöhung der Anzahl der Suchstrahlen die geschätzte Standardabweichung verringern lässt. Um Diskretisierungseffekte zu verhindern, wurde eine 1000fache Interpolation benutzt. Die Interpolation erfolgte linear bzw. mittels Splines. Erwartungsgemäß liegt der  $3\sigma$ -Wert der Standardabweichung für die Differenzen zwischen den direkt interpolierten (Analog50%) und den diskretisierten (nach der 1000fachen Interpolation) Strukturbreiten beim 50%-Schwellwertverfahren bei 0,001 Pixeln. Es kann also ohne Verlust an relevanter Information mit den diskreten, 1000fach interpolierten Daten gearbeitet werden. Dabei zeigte sich, dass die durch Spline-Interpolation gewonnenen Daten besonders bei Verfahren mit mehr als 2 wesentlich involvierten Pixeln zu geringfügig kleineren Standardabweichungen führen. Bei dem Schwellwertverfahren (Analog50%, Lin50%) sind im Wesentlichen 2 Pixel an der Festlegung des Kantenortes beteiligt (die Maxima- und Minima-Werte werden durch Mittelungen in ungestörten Bildbereichen bestimmt). Die Korrelationsverfahren, die eine Test-Funktion nach Abb. 6.2a/b bzw. 6.3a/b benutzen, verwenden im Wesentlichen ca. 3–5 Pixel für die Festlegung des Kantenortes. Die Verfahren, die den Kantenort durch die Gleichheit der Flächen zwischen Kantenintensitätskurve und Maximal- bzw. Minimal-Intensität (photometrische Mitte) definieren, waren auf ihr Optimum bei ca. 5 wesentlich involvierten Pixeln eingestellt. Die Abbildungen zeigen, dass sowohl mit zunehmender Anzahl von Suchstrahlen, als auch mit zunehmender Anzahl von involvierten Pixeln die Standardabweichung sinkt. Die Abb. 6.7a/b zeigen, wie die Abnahme der Standardabweichung in guter Näherung linear zum Reziproken der Quadratwurzel der Anzahl der Suchstrahlen verläuft. Danach sollte das betrachtete System von Abb. 6.2a/b bzw. 6.3a/b einen Grenzwert für die  $3\sigma$ -Werte der Standardabweichung zwischen 0,02–0,03 Pixel (entspricht hier 1,6–2,4 nm) besitzen.

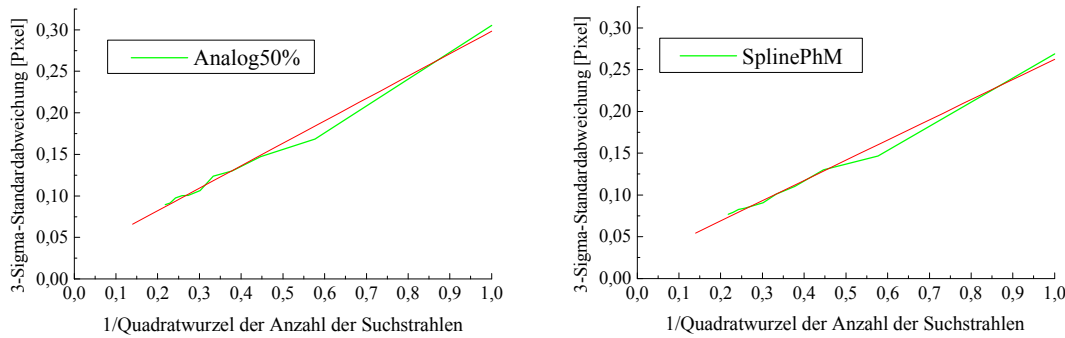




**Abb. 6.5** Die dreifache ( $3\sigma$ ) Standardabweichung in Abhängigkeit von der Anzahl der Suchstrahlen für verschiedene Kantenkriterien. Objekt und Messsystem wie bei Abb. 6.2a/b mit einer Beleuchtungsapertur von 0,6 (Kohärenzparameter 0,75); Analog50%: Lineare Interpolation für den Schwellwert 50% (im Wesentlichen durch 2 Pixel bestimmt); Lin50%: Suche nach Schwellwert 50% in diskreten, 1000fach linear-interpolierten Daten; LinKorr: Korrelation mit den unter Abb. 6.2a/b beschriebenen Test-Funktionen in den diskreten, 1000fach linear-interpolierten Daten; SplineKorr: wie LinKorr, aber in diskreten, 1000fach Spline-interpolierten Daten; LinPhM: Bestimmung der photometrischen Mitte (Flächengleichheit) in den linear-interpolierten Daten; SplinePhM: wie LinPhM, aber in den Spline-interpolierten Daten. Die Bestimmung der jeweiligen Maximalwerte erfolgte durch jeweils 10 Pixel links bzw. rechts von der Kante in ausreichendem Abstand, die Bestimmung des Minimalwertes erfolgte durch 20 Pixel in der Strukturmitte. Die Messserie bestand aus 90 Messzyklen mit je 201 Bildebenen, Best-Fokus benutzt.



**Abb. 6.6** Darstellung wie bei Abb. 6.5, aber bei einer Beleuchtungsapertur von 0,2 (Kohärenzparameter 0,25) und Test-Funktionen nach Abb. 6.3a/b. Die Messserie bestand aus 103 Messzyklen.



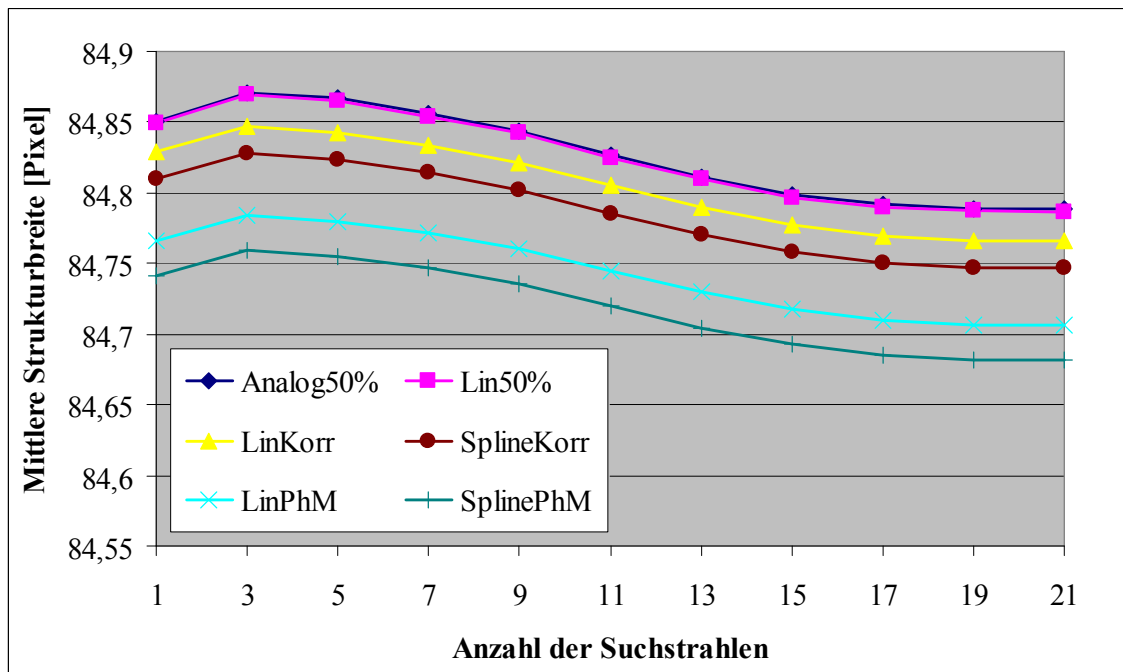
**a** Ausgleichsgerade:  $y = 0,270x + 0,0284$

**b** Ausgleichsgerade:  $y = 0,242x + 0,0206$

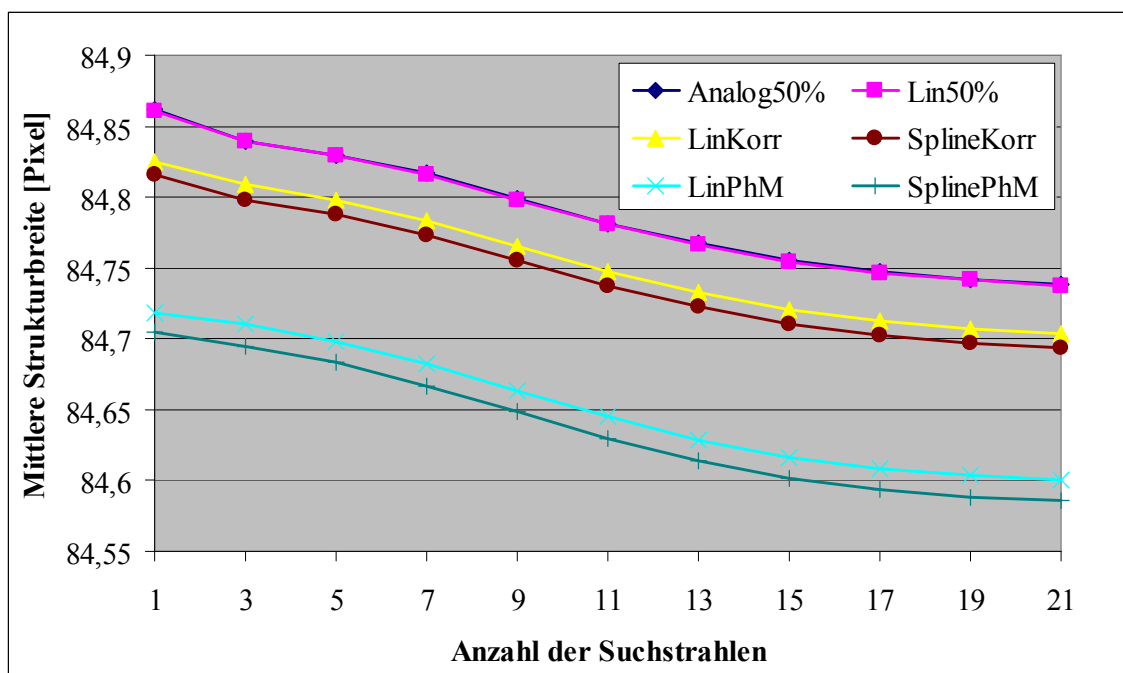
**Abb. 6.7a/b** Einzeldarstellungen aus Abb. 6.5, aber mit dem Reziproken der Quadratwurzel der Anzahl der Suchstrahlen als Abszisse und zugeordneten linearen Ausgleichsgeraden.

Die Erhöhung der Anzahl der involvierten Pixel durch mehrere Suchstrahlen führt zwar zu stabileren Aussagen, die dadurch beschriebenen Objekte können sich aber unterscheiden. Die Abb. 6.8 und 6.9 zeigen, wie sich die mittlere Strukturbreite mit der Anzahl der Suchstrahlen ändern kann. Eine mögliche Ursache dafür ist, dass die Strukturbreite in der Realität nicht ortsunabhängig ist. Es ist auch ersichtlich, dass die Definition des Verfahrens einen erheblichen Einfluss auf den Wert der gemessenen Strukturbreite hat. Insbesondere bei kohärenter Beleuchtung führen hier der unsymmetrische Kantenverlauf und das Überspringen bei Kantenkriterien mit vielen Pixeln zur Verkürzung der Strukturbreite.

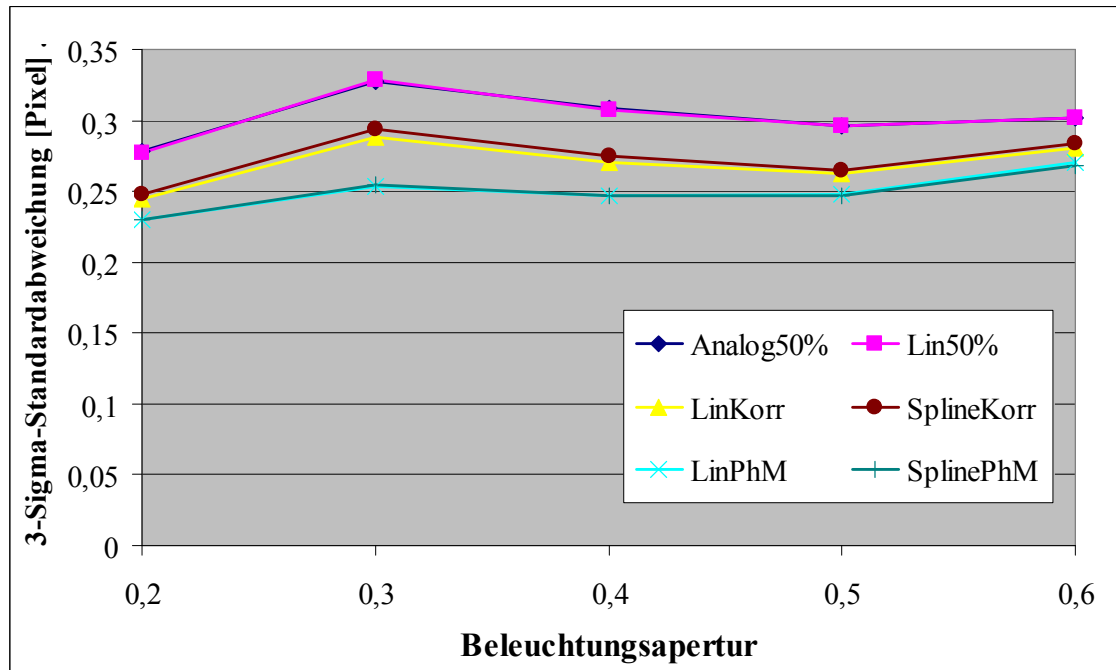
Entsprechend Abb. 6.1 sollte auch bei den oben zugrunde liegenden Messdaten eine Verbesserung der Standardabweichung bei kohärenterer Beleuchtung nachweisbar sein. Abb. 6.10 zeigt, dass dies prinzipiell möglich ist. Untersuchungen zur Standardabweichung bei einem Suchstrahl in der Best-Fokus-Ebene belegen dies. Alle benutzten Kantenkriterien liefern eine kleinere Standardabweichung bei einer Beleuchtungsapertur von 0,2 gegenüber 0,6. Einzelne Kriterien haben aber bereits bei einer Beleuchtungsapertur von 0,3 die schlechteste Standardabweichung der Messserie. Erfolgen zusätzlich Mittelungen, wird das Ergebnis differenzierter. Bei einer Mittelung über mehrere Suchstrahlen (Abb. 6.11) besteht kaum ein Unterschied zwischen den Standardabweichungen bei Beleuchtungsaperturen von 0,2 und 0,6. Hingegen zeigen dann Beleuchtungsaperturen von 0,3 und 0,4 deutlich bessere Werte. Erfolgt eine weitere Mittelung über den Best-Fokus-Bereich hinaus (Abb. 6.12), so werden die Werte für die Standardabweichung bei einer Beleuchtungsapertur von 0,6 deutlich kleiner als bei 0,2. Dies ist auch zu erwarten, wenn eine reine Mittelung der Grauwerte über die Z-Ebenen erfolgt, da sich bei kohärenter Beleuchtung das Zusammenfassen der starken Oszillationen und von Bereichen mit positivem und negativem Kontrast ungünstig auswirken muss. Bemerkenswert ist aber, dass durchaus ein Zwischenbereich – hier bei einer Beleuchtungsapertur von 0,4 – entstehen kann, der sich durch sehr kleine Standardabweichungen auszeichnet. Diese Standardabweichungen liegen bei dem betrachteten System mit einem Planachromat 50x/0,80 und der Mittelung über 441 "Suchstrahlen" mit ca. 0,035 Pixeln sehr dicht an den in Abb. 6.7a/b extrapolierten Grenzwerten von 0,02–0,03 Pixeln.



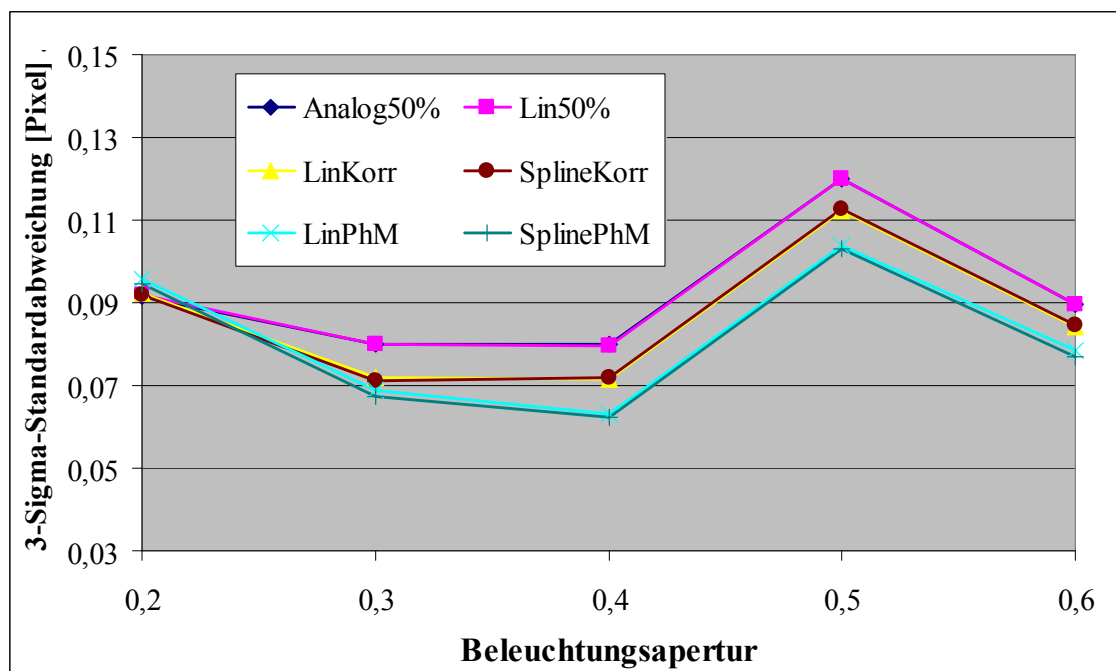
**Abb. 6.8** Darstellungen der mittleren Strukturbreite in Abhängigkeit von der Anzahl der Suchstrahlen für verschiedene Kantenkriterien entsprechend Abb. 6.5 bei einer Beleuchtungsapertur von 0,6 (Kohärenzparameter 0,75).



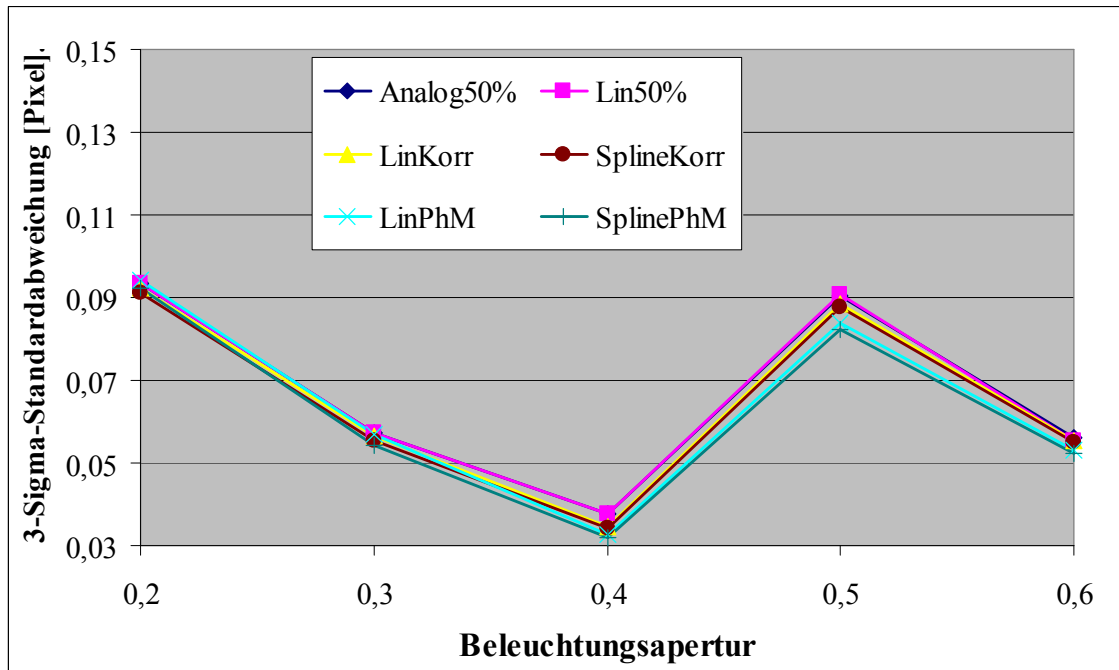
**Abb. 6.9** Darstellungen der mittleren Strukturbreite in Abhängigkeit von der Anzahl der Suchstrahlen für verschiedene Kantenkriterien entsprechend Abb. 6.6 bei einer Beleuchtungsapertur von 0,2 (Kohärenzparameter 0,25).



**Abb. 6.10** Die dreifache ( $3\sigma$ ) Standardabweichung in Abhängigkeit von der Beleuchtungsapertur (0,2–0,6; d. h. Kohärenzparameter 0,25–0,75) für die Best-Fokus-Ebene bei einem Suchstrahl und verschiedene Kantenkriterien. Objekt und Messsystem sonst wie bei Abb. 6.5 bzw. Abb. 6.6. Die Messserien bestanden aus 90–105 Einzelmessungen.

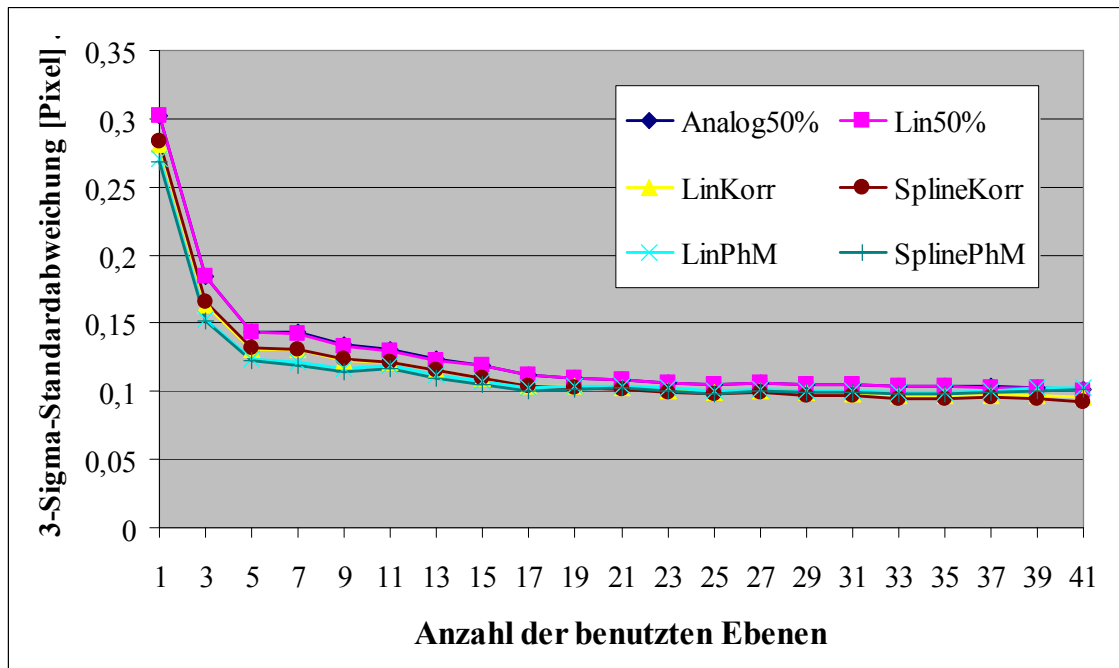


**Abb. 6.11** Darstellung wie Abb. 6.10 mit nur einer Z-Ebene, aber Mittelung über 21 Suchstrahlen.



**Abb. 6.12** Darstellung wie Abb. 6.10, aber Mittelung über 21 Z-Ebenen ( $\pm 0,5\mu\text{m}$ ) mit je 21 Suchstrahlen. Nach Young beträgt die Video-Schärfentiefe jedoch nur ca.  $\pm 0,15\mu\text{m}$ .

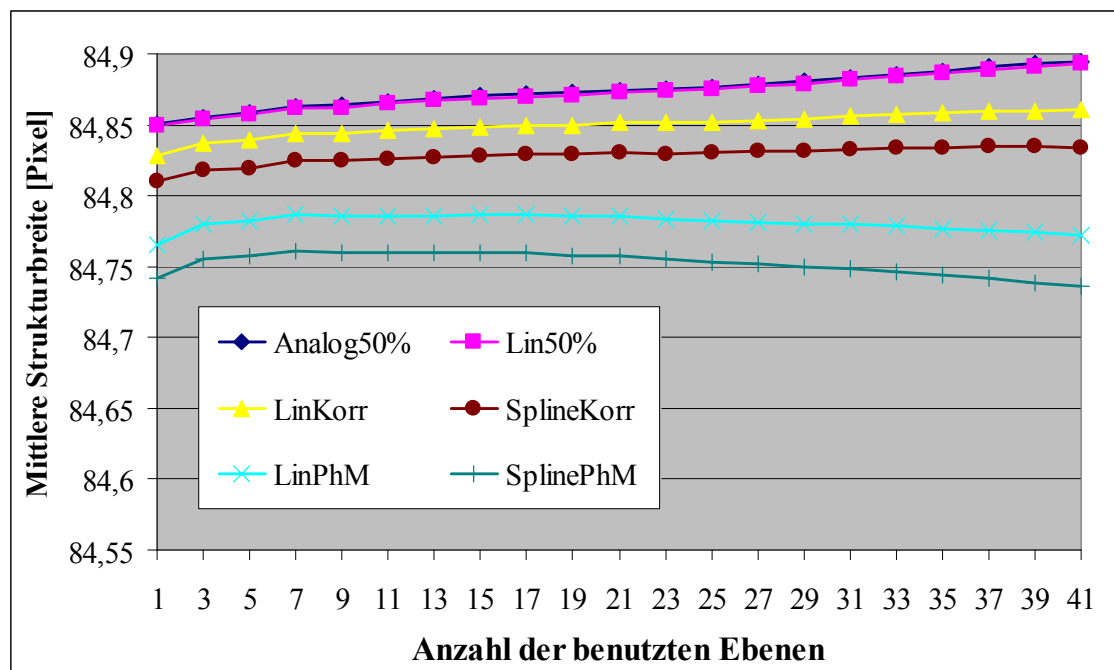
Eine Mittelung der Grauwerte über extrafokale Z-Ebenen hinweg stößt relativ schnell an Grenzen, da selbst bei inkohärenter Beleuchtung und gleichmäßigen Kantenkurvenformen, die mittlere Kurvenform durch die extrafokalen Ebenen immer flacher wird, die Kantenkriterien aber möglichst steile Kurven erwarten. Abb. 6.13 zeigt, dass bei dem betrachteten System nur der Bereich von  $\pm 0,5\mu\text{m}$  zur Verringerung der Standardabweichung beiträgt und durch zusätzliche Ebenen keine Verbesserung mehr erzielbar ist.



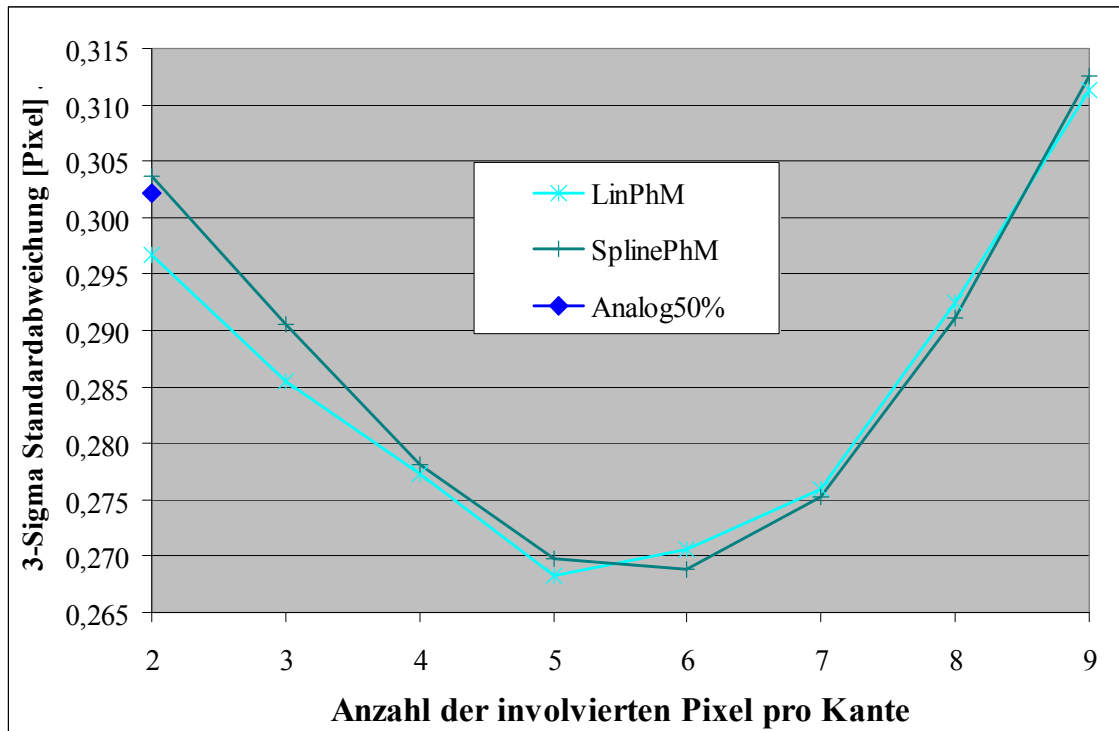
**Abb. 6.13** Darstellung wie Abb. 6.5, aber mit konstant einem Suchstrahl, dafür eine Abhängigkeit von der Anzahl der zur Mittelung benutzten Z-Ebenen (max.  $\pm 1,0\mu\text{m}$ ). Alle Messungen erfolgten bei einer Beleuchtungsapertur von 0,6. Nach Young beträgt die Video-Schärfentiefe nur ca.  $\pm 0,15\mu\text{m}$  (7 Ebenen).

Sehr vorteilhaft ist, dass – wie Abb. 6.14 zeigt – die Strukturbreite nur gering mit der Anzahl der benutzten Ebenen variiert und bei der photometrischen Mitte sogar über weite Bereiche nahezu konstant ist. Allgemein ist die Nutzung anderer Z-Ebenen nur sinnvoll, wenn dort auch Information vorhanden ist, die das Kantendetektionsverfahren verarbeiten kann.

Auch in den lateralen Ebenen ist mit Beschränkungen zu rechnen. So sollten Summation bzw. Integrale nur über Bereiche gehen, in den tatsächlich nutzbare Information zu erwarten ist. Wird der Bereich zu weit gefasst und beinhaltet Abschnitte, in denen die erste Ableitung der Intensität nach dem Ort gegen null geht, verschlechtert das Rauschen in diesen Bereichen die Standardabweichung. Abb. 6.14 zeigt, dass – wie nach den Kantenverläufen in Abb. 6.2a/b zu erwarten ist – der optimale Gesamtbereich zur Bestimmung des Kantenortes über die photometrische Mitte (bei dem betrachteten System mit einem Planachromat 50x/0,80 und der 1,6fachen Nachvergrößerung) bei 5–6 Pixeln liegt. Dies entspricht bei diesem System etwa dem doppelten Abstand der Intensitätsorte für 25 % und 75 %. Wird der Bereich zu groß gewählt, nimmt die Standardabweichung zu und liefert schlechtere Werte als ein einfaches Schwellwertverfahren. Im betrachteten System stellten sich derart schlechte Werte schon vor einer Verdoppelung des optimalen Bereiches ein.



**Abb. 6.14** Darstellung wie Abb. 6.8, aber mit konstant einem Suchstrahl, dafür eine Abhängigkeit von der Anzahl der zur Mittelung benutzten Z-Ebenen (max.  $\pm 1,0\mu\text{m}$ ). Alle Parameter sonst wie bei Abb. 6.13.



**Abb. 6.14** Abhängigkeit der Standardabweichung (3-Sigma-Wert) der Strukturbreite von der Anzahl der an der Kantenbestimmung beteiligten Pixel. Als Kantenkriterium dient die photometrische Mitte bei entsprechend variierenden Grenzen. Nur ein Suchstrahl in der Best-Fokus-Ebene wurde benutzt und die Beleuchtungsapertur betrug 0,6 am unter Abb. 6.2a/b beschriebenen System. Die Standardabweichung wurde aus 97 Messzyklen bestimmt, wobei die mittlere Strukturbreite ca. 84,8 Pixel betrug.

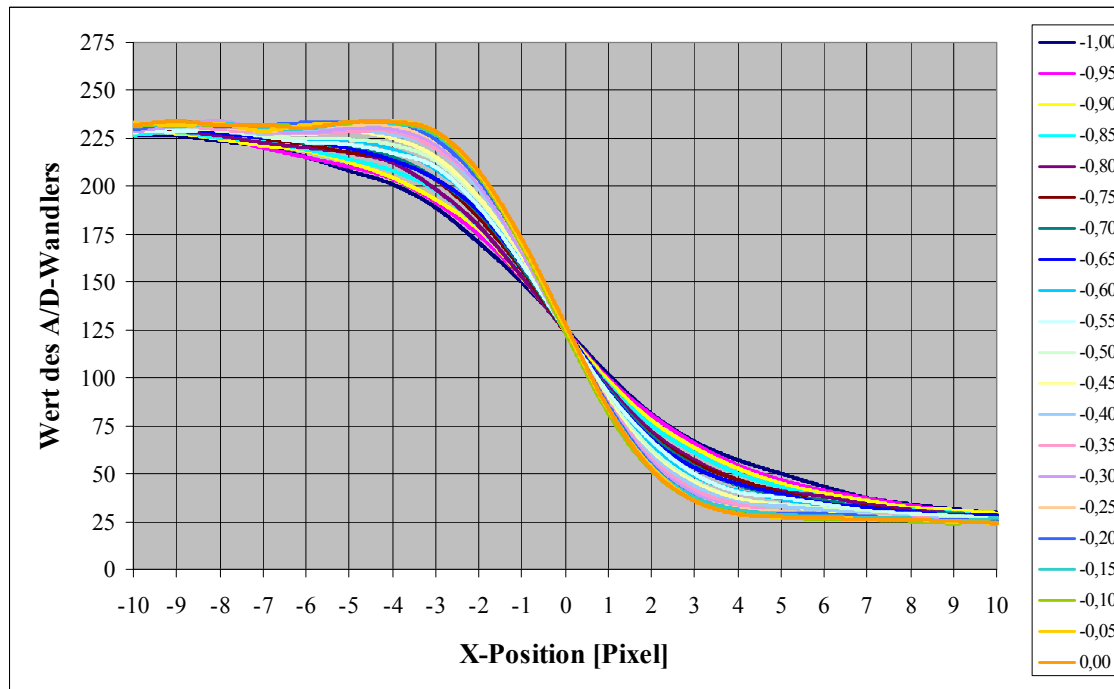
### 6.1.3 Einbeziehung der extrafokalen Bildebenen

Wie im vorigen Abschnitt gezeigt wurde, kann bereits durch einfache Mittelung in einem gewissen Umfang eine Verkleinerung der Standardabweichung bei der Kantenortsbestimmung erzielt werden. Der benutzte Bereich in der Z-Richtung sollte sich in der Dimension der Schärfentiefe bewegen, wobei Systeme mit kohärenterer Beleuchtung empfindlicher auf zu große Bereiche reagieren, wenn das Verfahren nicht die Oszillation an den Rändern berücksichtigen kann. Eine Anpassung der Erwartungswerte für die extrafokalen Bereiche müsste es dann ermöglichen, die Information dieser Bereiche zur Minderung der Standardabweichung in Messserien zu nutzen. Zu Beginn sollen Strukturen untersucht werden, die im untersuchten Bereich im Rahmen der Fertigungstechnologie eine nahezu konstante Strukturbreite besitzen sollten. In einem zweiten Schritt wird dann ein Defektbereich mit sich ändernder Strukturbreite untersucht.

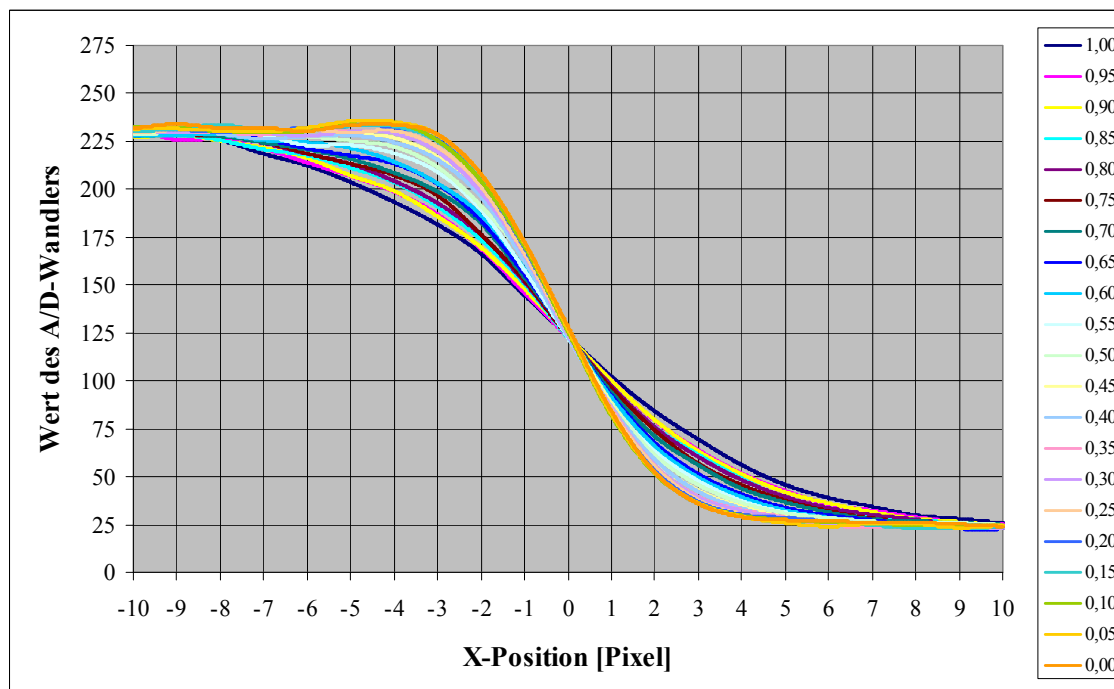
#### 6.1.3.1 Untersuchungen bei nahezu konstanter Strukturbreite

Die Abb. 6.15a/b und Abb. 6.16a/b zeigen detailliert die Intensitätsverläufe beim betrachteten System für große Beleuchtungsaperturen an den linken und rechten Kanten in beiden Fokusrichtungen. Die Abb. 6.17a/b und Abb. 6.18a/b beschreiben die gleiche Situation bei einer geringen Beleuchtungsapertur. Deutlich werden die Oszillationen insbesondere an den hellen Kantenrändern. Diese Information kann als 2-dimensionales Bild (Abb. 6.19a–d) aufgefasst werden und zur extrafokalen Korrelation benutzt wer-

den. In den folgenden Betrachtungen wurden diese interpolierten Bilder<sup>1</sup> bzw. deren 1. Ableitung (Abb. 6.20a–d) für die Kantenortsbestimmung benutzt.



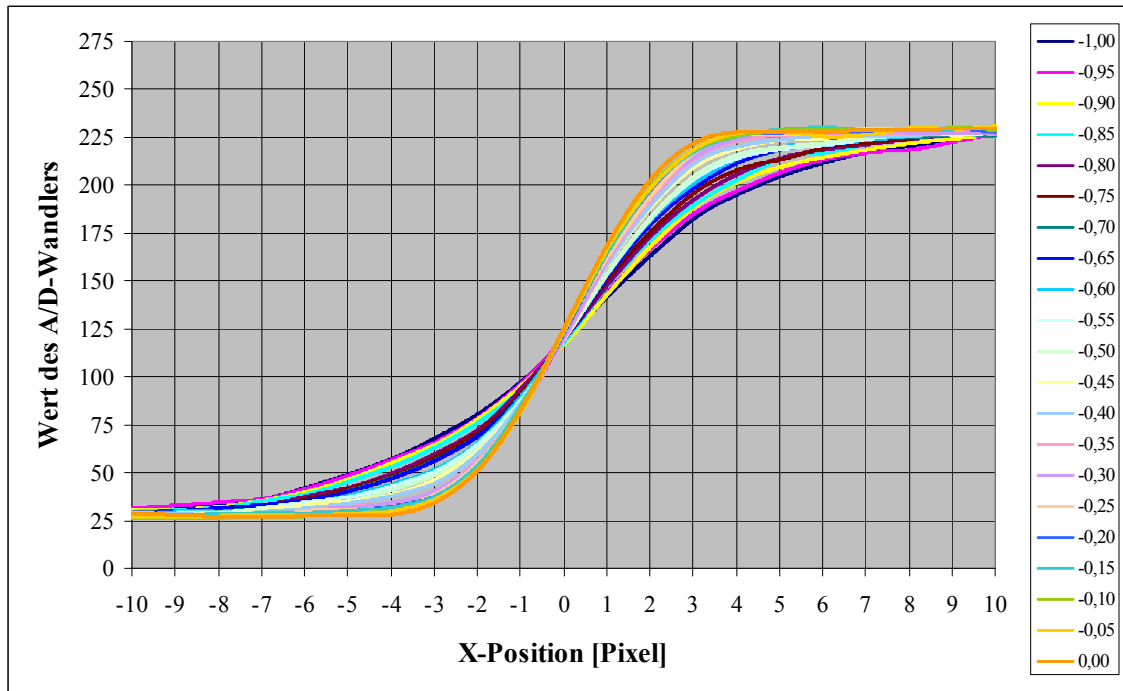
**Abb. 6.15a** Gemessene Intensitätswerte im Z-Bereich 0,00  $\mu\text{m}$  bis -1,00  $\mu\text{m}$  an den linken Kantenübergängen mit einer Umgebung von  $\pm 10$  Pixel, 1000fache Interpolation mit kubischen Splines. Testobjekt ist eine ca. 7  $\mu\text{m}$  breite Chromlinie auf Glas im grünen Durchlicht, aufgenommen mit einem Planachromat 50x/0,80 und 1,6facher Nachvergrößerung bei einer Beleuchtungsapertur von 0,6 (Kohärenzparameter 0,75). Der Pixelabstand beträgt 80 nm in der Objektebene, bei einer Z-Schrittweite von 50 nm, einer Mittelung über 11 Suchstrahlen und einem mittleren Kantenabstand von etwa 84,8 Pixeln.



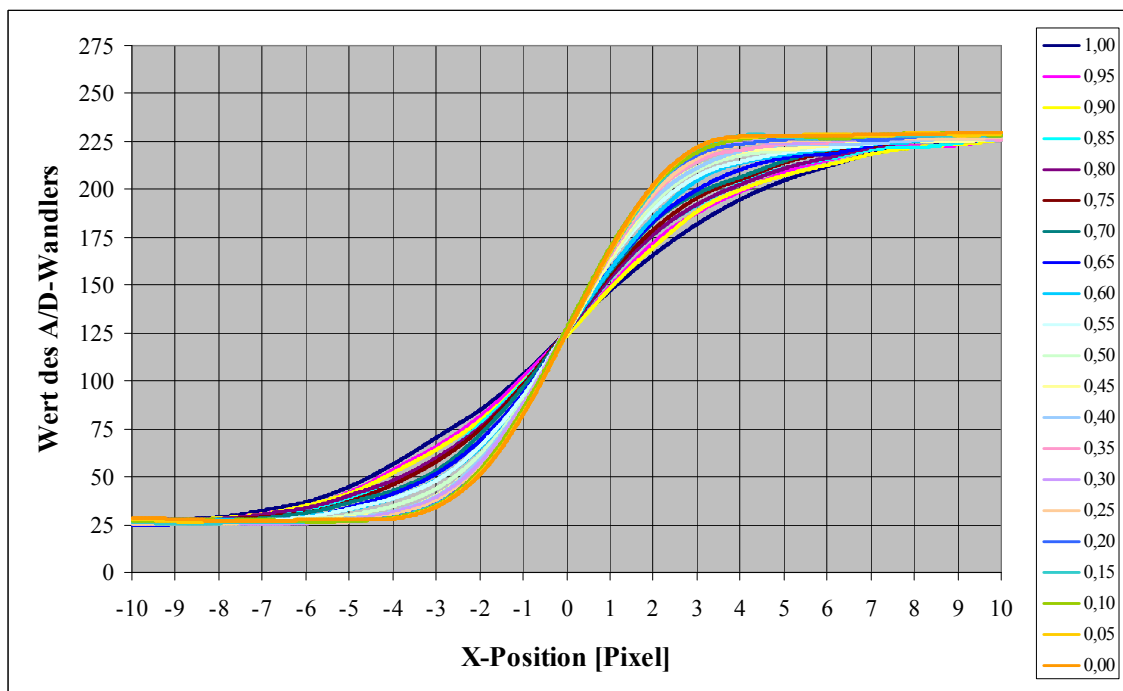
**Abb. 6.15b** Darstellung wie Abb. 6,15a nur Z-Bereich 0,00  $\mu\text{m}$  bis +1,00  $\mu\text{m}$

<sup>1</sup> Jeweils Mitte der Kante  $\pm 10$  Pixel in X-Richtung und Best-Fokus-Ebene  $\pm 20$  Ebenen in Z-Richtung, d. h. 20001 (X) Subpixel  $\times$  41 (Z) Ebenen im *Float*-Gleitkommaformat.

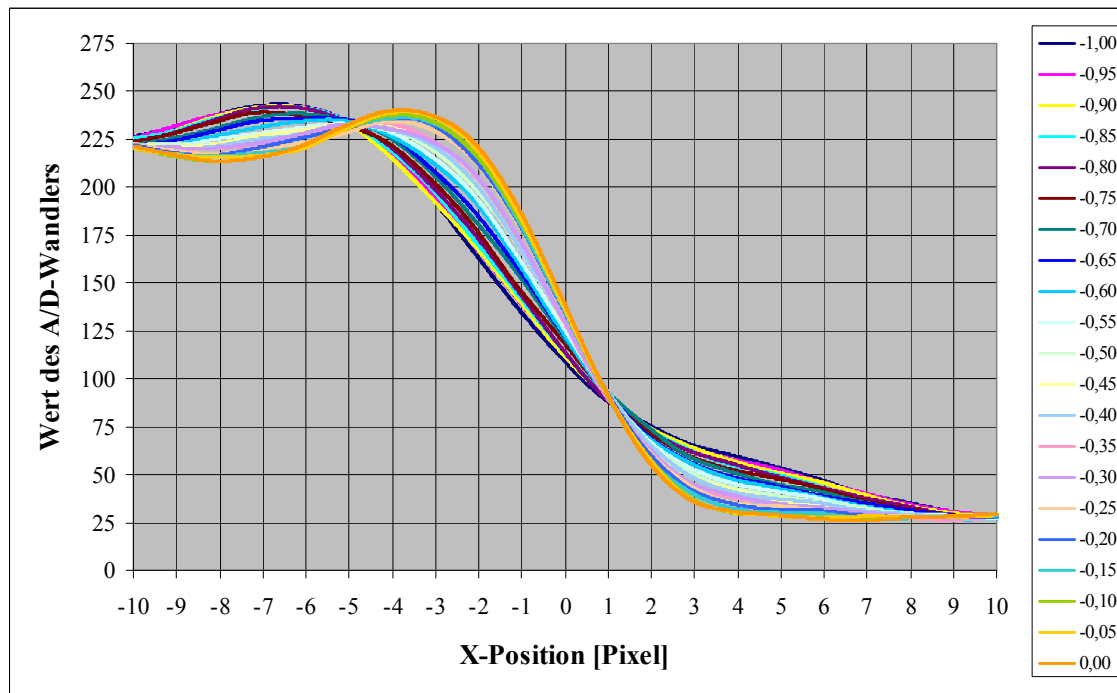




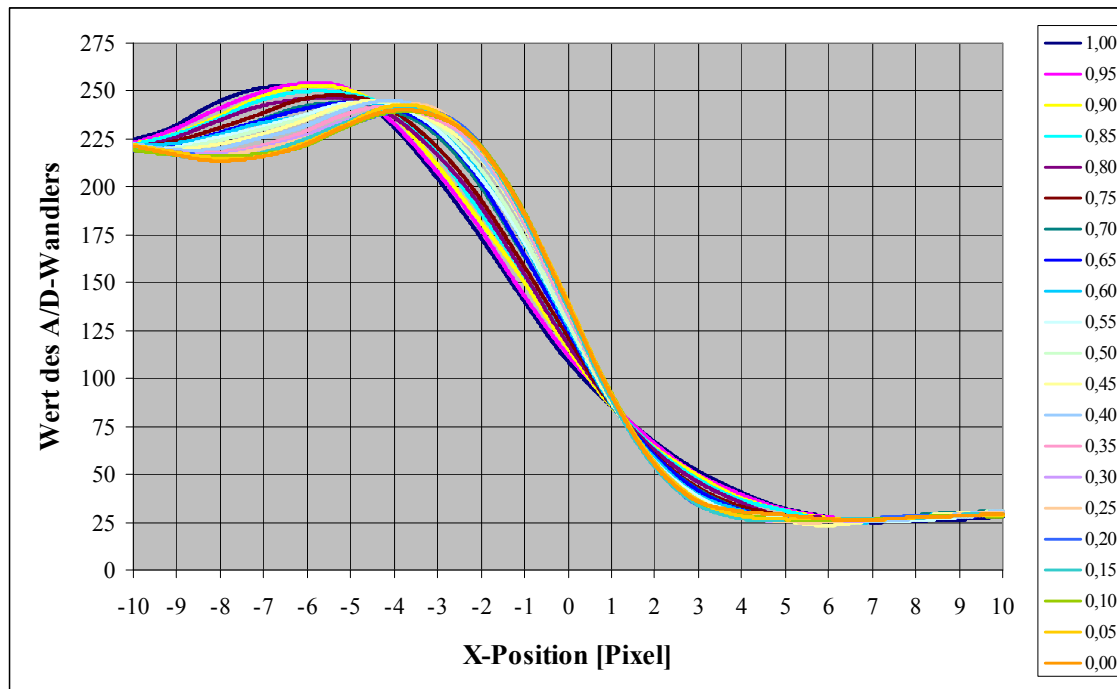
**Abb. 6.16a** Darstellung wie Abb. 6,15a nur rechter Kantenübergänge.



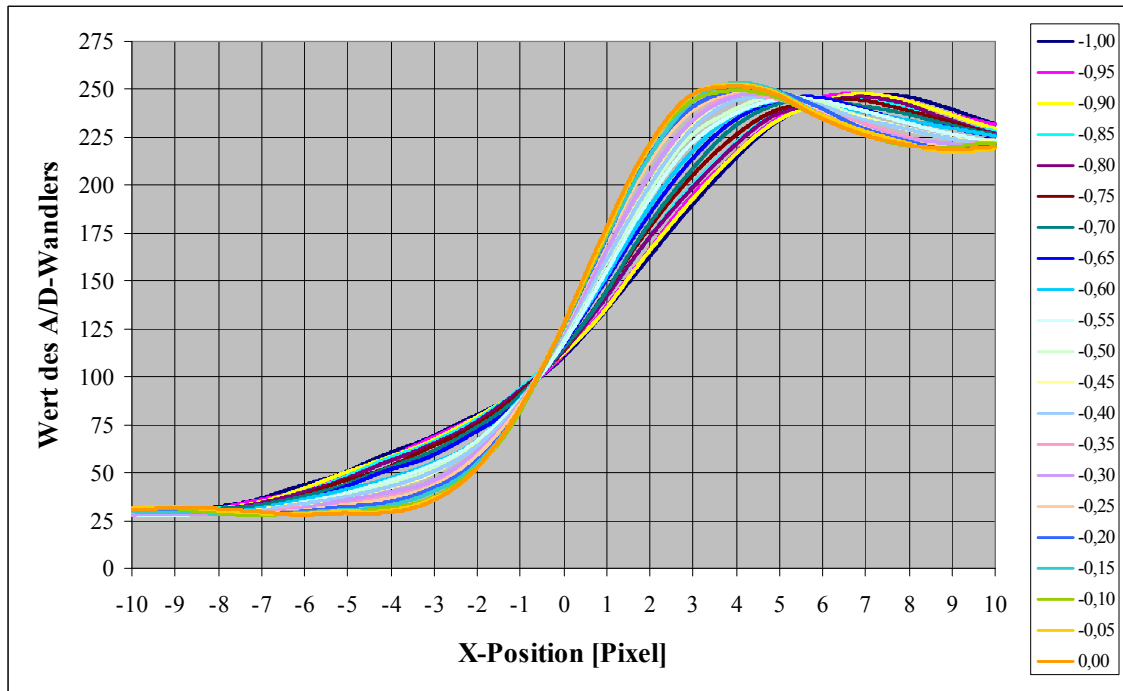
**Abb. 6.16b** Darstellung wie Abb. 6,16a nur Z-Bereich 0,00  $\mu\text{m}$  bis +1,00  $\mu\text{m}$ .



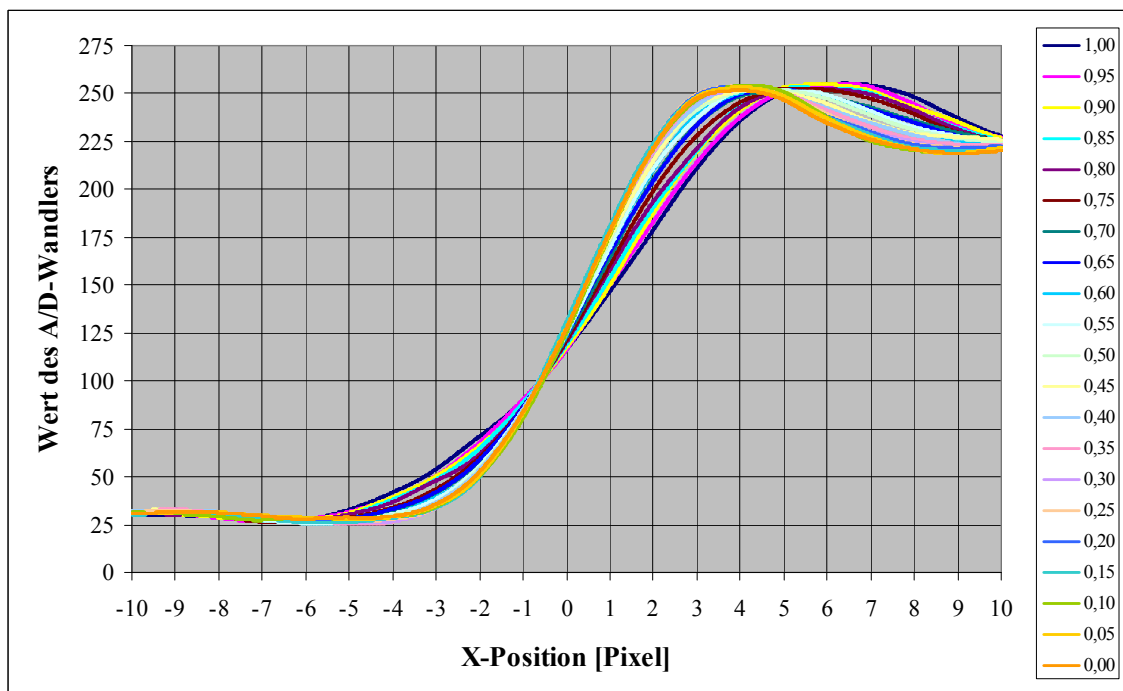
**Abb. 6.17a** Gemessene Intensitätswerte im Z-Bereich 0,00  $\mu\text{m}$  bis -1,00  $\mu\text{m}$  an den linken Kantenübergängen mit einer Umgebung von  $\pm 10$  Pixel, 1000fache Interpolation mit kubischen Splines. Testobjekt ist eine ca. 7  $\mu\text{m}$  breite Chromlinie auf Glas im grünen Durchlicht, aufgenommen mit einem Planachromat 50x/0,80 und 1,6facher Nachvergrößerung bei einer Beleuchtungsapertur von 0,2 (Kohärenzparameter 0,25). Der Pixelabstand beträgt 80 nm in der Objektebene, bei einer Z-Schrittweite von 50 nm, einer Mittelung über 11 Suchstrahlen und einem mittleren Kantenabstand von etwa 84,8 Pixeln.



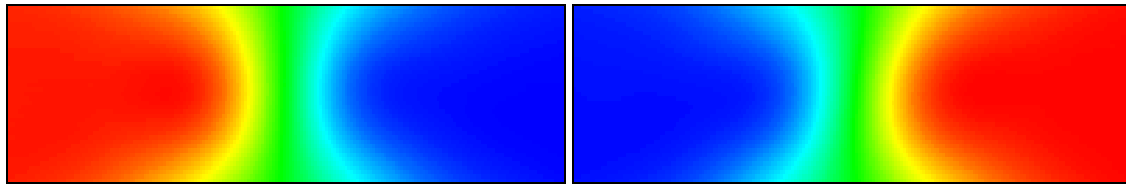
**Abb. 6.17b** Darstellung wie Abb. 6,17a nur Z-Bereich 0,00  $\mu\text{m}$  bis +1,00  $\mu\text{m}$



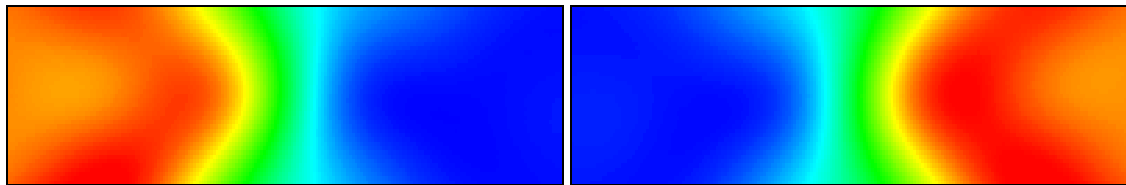
**Abb. 6.18a** Darstellung wie Abb. 6,17a nur rechter Kantenübergänge.



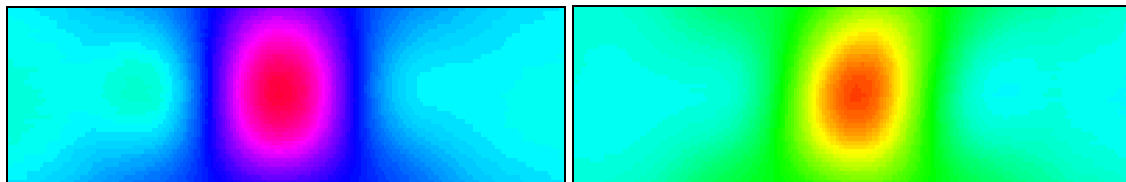
**Abb. 6.18b** Darstellung wie Abb. 6,18a nur Z-Bereich 0,00  $\mu\text{m}$  bis +1,00  $\mu\text{m}$ .

**a** Kante links, Intensität.**b** Kante rechts, Intensität.

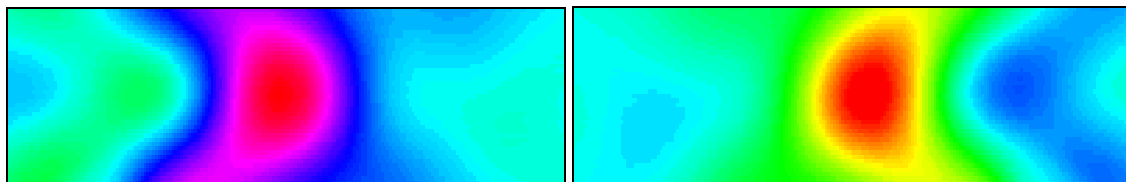
**Abb. 6.19a/b** XZ-Falschfarbendarstellung (dunkel: blau, hell: rot) der Kantenintensitätswerte bei einer Beleuchtungsapertur von 0,6 (Kohärenzparameter 0,75) entsprechend den Abb. 6.15a/b und Abb. 6.16a/b (X:  $\pm 10$  Pixel, Z:  $\pm 20$  Ebenen [ $1,68 \mu\text{m} \times 2,05 \mu\text{m}$ ]).

**c** Kante links, Intensität.**d** Kante rechts, Intensität.

**Abb. 6.19c/d** XZ-Falschfarbendarstellung (dunkel: blau, hell: rot) der Kantenintensitätswerte bei einer Beleuchtungsapertur von 0,2 (Kohärenzparameter 0,25) entsprechend den Abb. 6.17a/b und Abb. 6.18a/b (X:  $\pm 10$  Pixel, Z:  $\pm 20$  Ebenen [ $1,68 \mu\text{m} \times 2,05 \mu\text{m}$ ]).

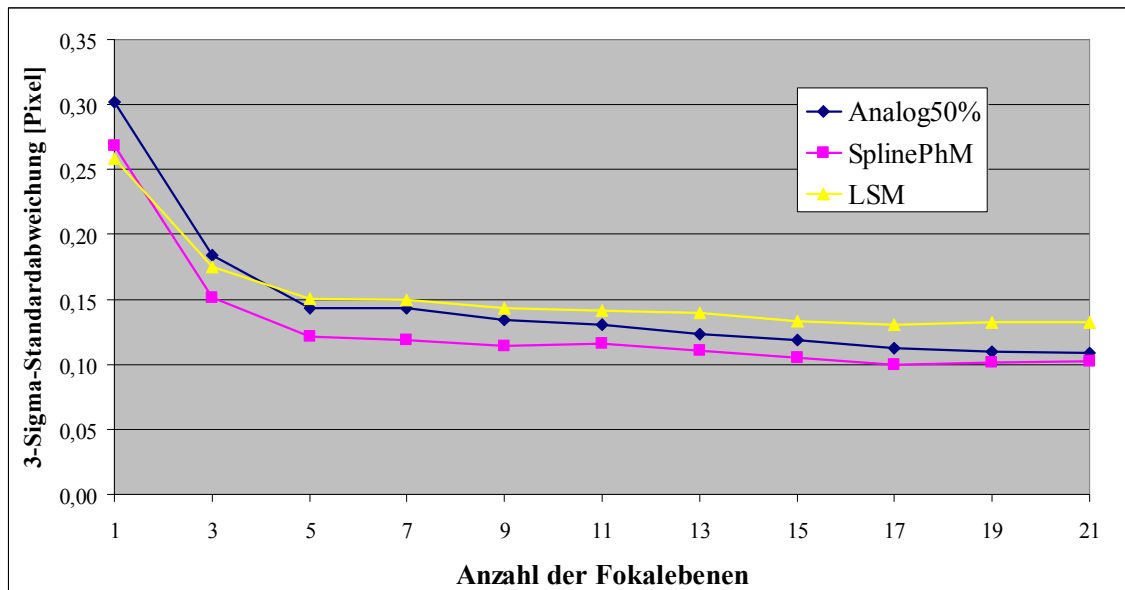
**a** Kante links, 1. Ableitung der Intensität.**b** Kante rechts, 1. Ableitung der Intensität.

**Abb. 6.20a/b** XZ-Falschfarbendarstellung (0: blaugrün, negativ: blau/violett, positiv: grün/rot) der 1. Ableitung der Kantenintensitätswerte bei einer Beleuchtungsapertur von 0,6 (Kohärenzparameter 0,75) entsprechend Abb. 6.19a/b.

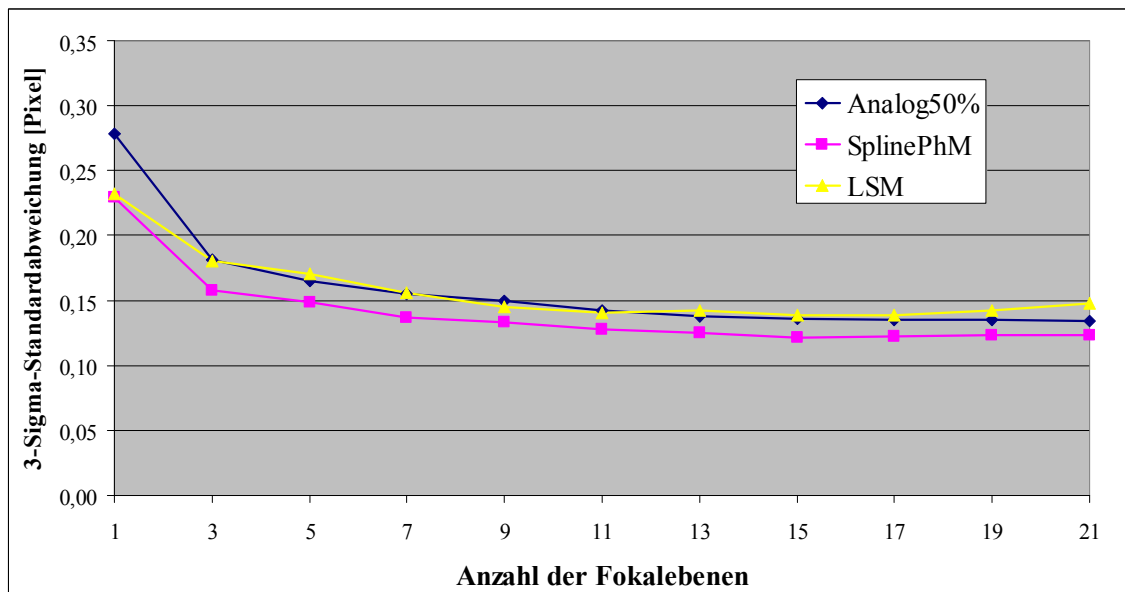
**c** Kante links, 1. Ableitung der Intensität.**d** Kante rechts, 1. Ableitung der Intensität.

**Abb. 6.20c/d** XZ-Falschfarbendarstellung (0: blaugrün, negativ: blau/violett, positiv: grün/rot) der 1. Ableitung der Kantenintensitätswerte bei einer Beleuchtungsapertur von 0,2 (Kohärenzparameter 0,25) entsprechend Abb. 6.19c/d.

Die folgenden Ergebnisse beziehen sich auf die Analysen zu zwei Messserien aus jeweils 90 bzw. 103 Messzyklen. Die Messserien überdecken jeweils einen Zeitraum von 10 bis 11 Stunden. Jeder Messzyklus besteht aus der Aufnahme von 201 Bildebenen und einer kleinen Wartezeit zur Vermeidung thermischer Drifts.



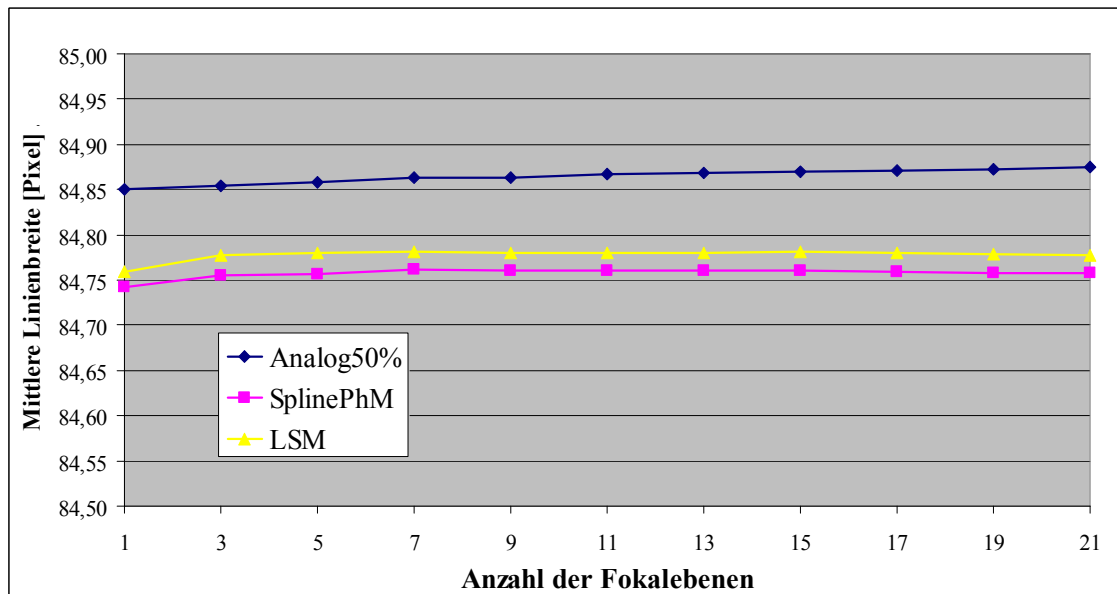
**Abb. 6.21a** Darstellung der Standardabweichung ( $3\sigma$ ) in Abhängigkeit von der Anzahl der benutzten Fokusebenen. Testobjekt ist eine ca.  $7\mu\text{m}$  breite Chromlinie auf Glas im grünen Durchlicht, aufgenommen mit einem Planachromat  $50\times/0,80$  und 1,6facher Nachvergrößerung bei einer Beleuchtungsapertur von 0,6 (Kohärenzparameter 0,75). Der Pixelabstand beträgt  $80\text{nm}$  in der Objektebene, bei einer Z-Schrittweite von  $50\text{nm}$  (max. Defokussierung:  $\pm 0,5\mu\text{m}$ ), benutzt wurde nur ein Suchstrahl. Analog50% ist das Ergebnis der Interpolation für den Schwellwert 50% (nur 2 Pixel direkt in Benutzung). SplinePhM ist das Ergebnis der Bestimmung über die photometrische Mitte (mehr als 3 Pixel direkt in Benutzung). LSM (Least Squares Method) ist das Ergebnis der Korrelation nach der Methode der kleinsten Quadrate der Intensitäten, wobei die Testfunktionen durch Mittelung über alle gemessenen Kanten bestimmt wurden. Die Messserie bestand aus 90 Messzyklen.



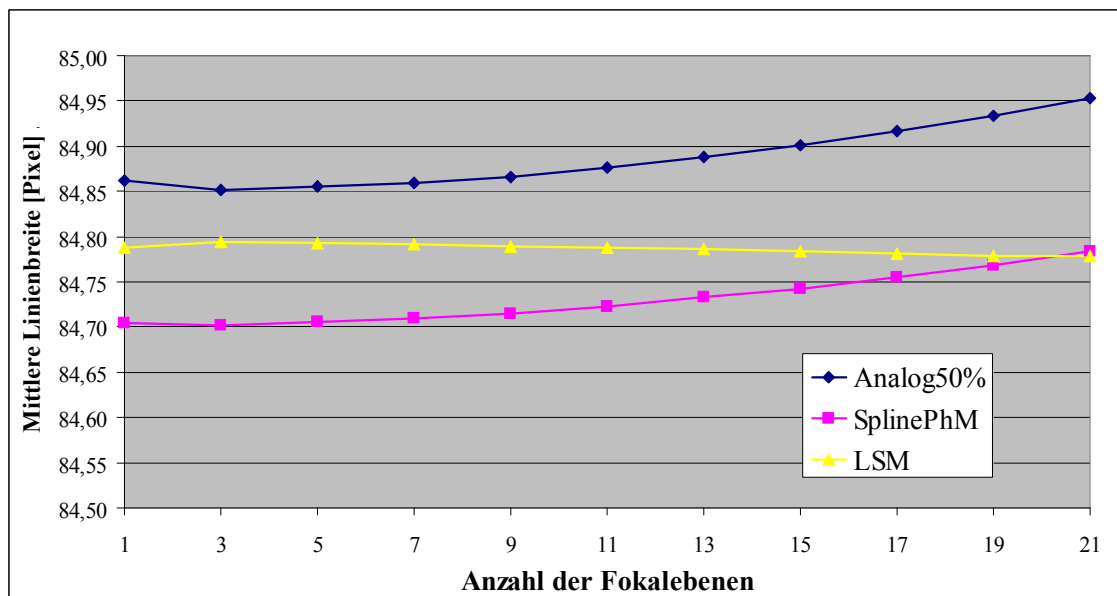
**Abb. 6.21b** Darstellung wie Abb. 6.21a, aber bei einer Beleuchtungsapertur von 0,2 (Kohärenzparameter 0,25, Intensitäten) und 103 Messzyklen.

Als Referenz dienen jeweils die Ergebnisse zweier konventioneller Verfahren. Einerseits wurde der interpolierte Wert für eine 50%-Schwelle bestimmt, zum Anderen erfolgte die Bestimmung der photometrischen Mitte in einem Gesamtintervall mit dem doppelten Abstand der interpolierten Kantenpunkte für 25 % und 75 % Intensität. Um eine scheinbare Verringerung der Standardabweichungen durch Rundungen bei der Diskretisierung zu vermeiden, erfolgte eine 1000fache Interpolation – vorzugsweise durch Splines. Die Korrelation der linken bzw. rechten Kanten auf dem Suchstrahl stellt sich bei der Betrachtung mehrerer Fokusebenen als 2-dimensionales Problem dar.

Die Abb. 6.21a/b und 6.22a/b zeigen Ergebnisse, die ausschließlich aus den Analysen der gemessenen Kantenintensitätsfunktionen (ESF) gewonnen wurden. Die Korre-



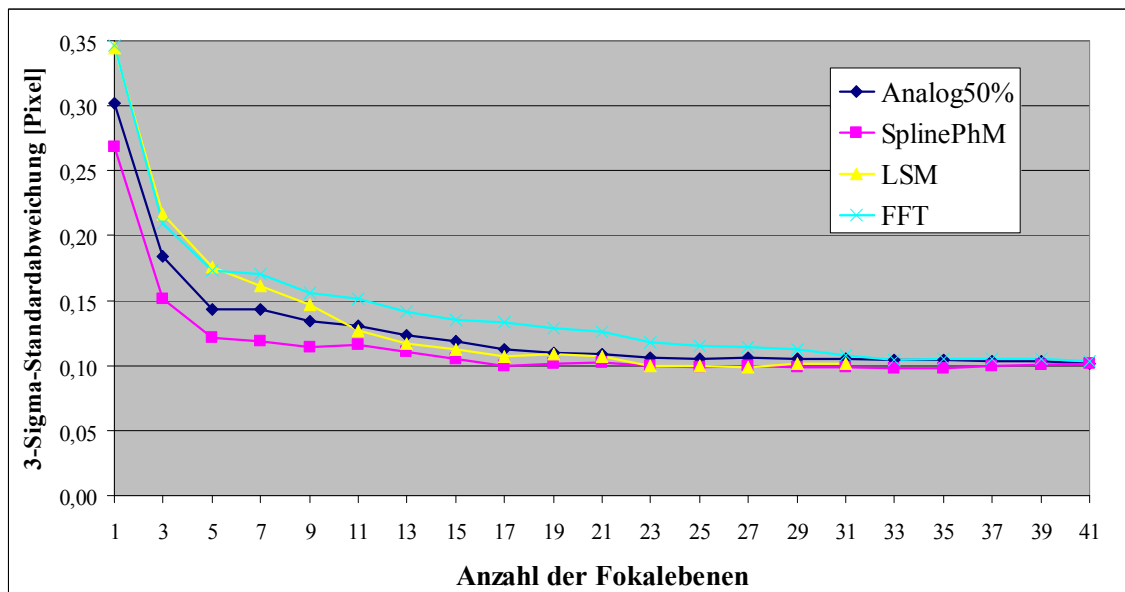
**Abb. 6.22a** Darstellung der mittleren Linienbreite in Abhängigkeit von der Anzahl der benutzten Fokusebenen. Alle Parameter wie unter Abb. 6.21a (Beleuchtungsapertur 0,6, ein Suchstrahl, Intensitäten).



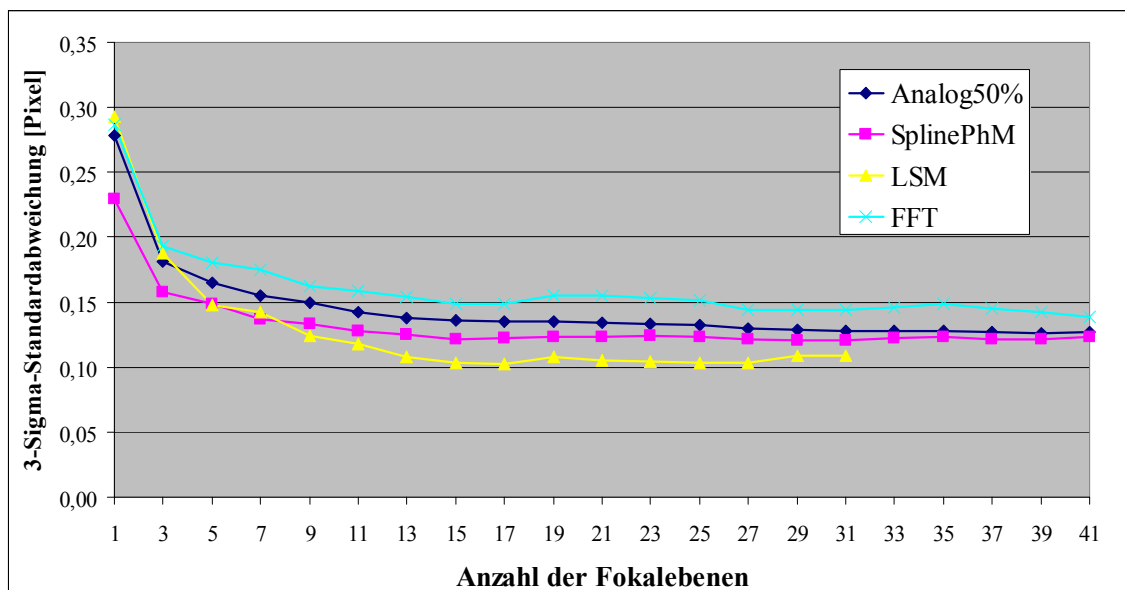
**Abb. 6.22b** Darstellung der mittleren Linienbreite in Abhängigkeit von der Anzahl der benutzten Fokusebenen. Alle Parameter wie unter Abb. 6.21b (Beleuchtungsapertur 0,2, ein Suchstrahl, Intensitäten).

lationsbetrachtungen nach der Methode der kleinsten Quadrate zeigt lediglich bei der Betrachtung mit nur einer Fokusebene teilweise leichte Vorteile bezüglich der Standardabweichung. Dort erweist sich die kleinere Beleuchtungsapertur mit ihrem höheren Kohärenzgrad und damit verbundenen, etwas steileren Kanten auch als leicht vorteilhaft. Die Oszillationen bei kleinen Beleuchtungsaperturen verursachen bei den klassischen Referenzverfahren aber eine erhebliche Drift des Mittelwertes für die so bestimmte Linienbreite (Abb. 6.22b).

Da die direkte Korrelation der Kantenintensitäten mittels *Fourier*-Kreuzkorrelation wegen der periodischen Fortsetzung problematisch ist, wurden die 1. Ableitungen der Kantenintensitäten untersucht, die an den Rändern gegen null streben und somit keine

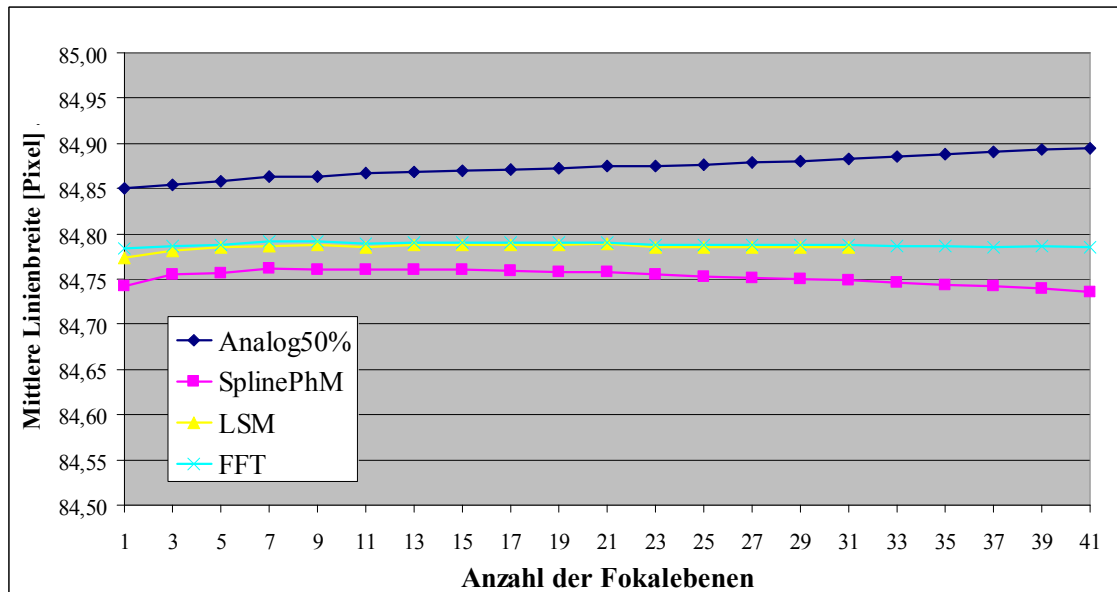


**Abb. 6.23a** Darstellung wie Abb. 6.21a (Beleuchtungsapertur 0,6 und ein Suchstrahl), aber Korrelation der 1. Ableitung der Kantenintensitäten, zusätzlicher schneller *Fourier*-Kreuzkorrelation (FFT) und eine max. Defokussierung:  $\pm 1 \mu\text{m}$ . Abbruch von LSM bei 31 wegen einer festen Suchweite in Z-Richtung von  $\pm 5$  zur Bestimmung einer „Best-Fokus-Position“ und hier nur maximal 41 verfügbaren Ebenen.

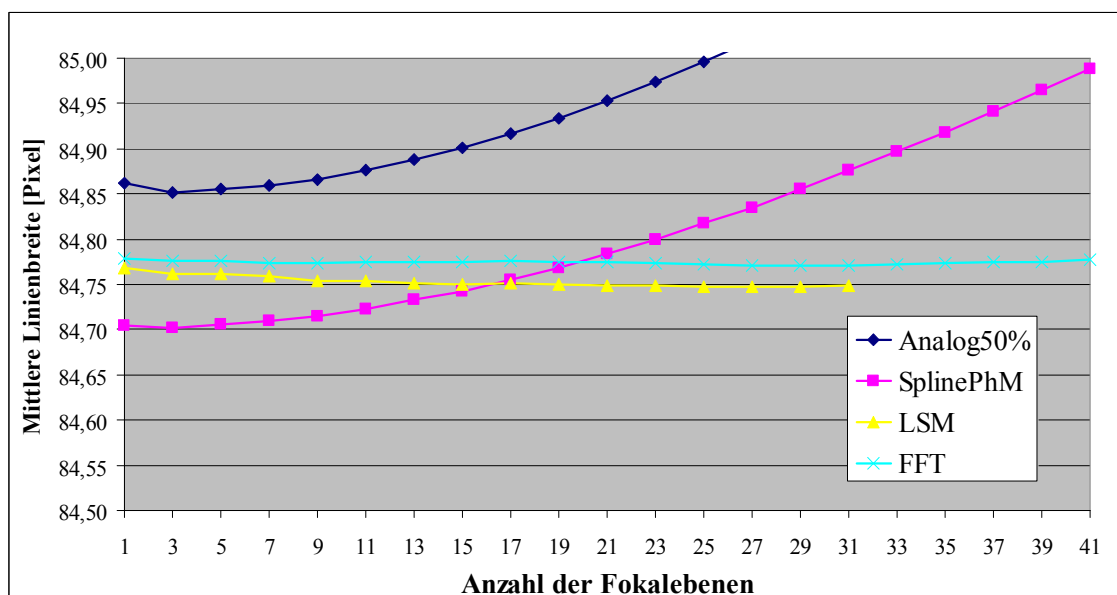


**Abb. 6.23b** Darstellung wie Abb. 6.21b (Beleuchtungsapertur 0,2 und ein Suchstrahl), aber Korrelation der 1. Ableitung der Kantenintensitäten und zusätzlicher schneller *Fourier*-Kreuzkorrelation (FFT).

Fortsetzungsprobleme haben sollten. Die Abb. 6.23a/b zeigen, dass die Korrelation mittels schneller *Fourier*-Transformation gegenüber der Methode der kleinsten Quadrate überwiegend deutlich schlechtere Werte für Standardabweichungen erzielt. Bei großen Beleuchtungsaperturen streben alle betrachteten Verfahren mit zunehmender Anzahl der Fokusebenen einer  $3\sigma$ -Standardabweichung von 0,1 Pixeln entgegen. Die Oszillationen bei kleinen Beleuchtungsaperturen wirken sich in Verbindung mit der 1. Ableitung der Kantenintensitäten und der Methode der kleinsten Quadrate äußerst vorteilhaft aus. Eine  $3\sigma$ -Standardabweichung von 0,1 Pixeln wird hier deutlich früher erreicht. Wie die Abb. 6.24a/b zeigen, sind die mittleren Linienbreiten der Korrelationsverfahren nahezu unabhängig von der Anzahl der Fokusebenen.



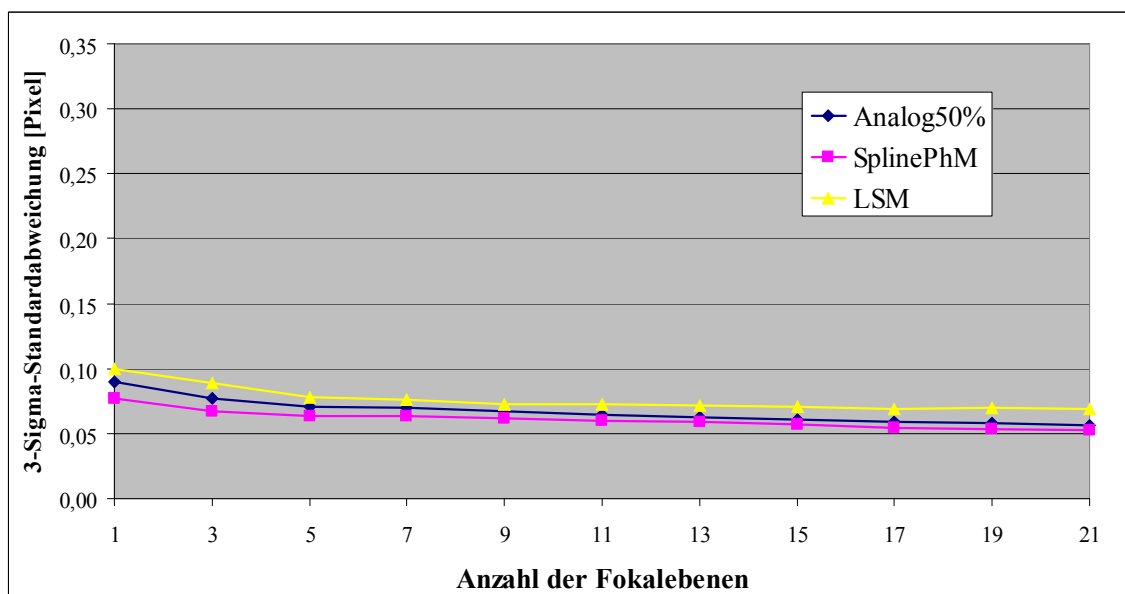
**Abb. 6.24a** Wie Abb. 6.22a (Beleuchtungsapertur 0,6; ein Suchstrahl; max. Defokussierung:  $\pm 1 \mu\text{m}$ ), aber Korrelation der 1. Ableitung der Kantenintensitäten und schneller *Fourier*-Kreuzkorrelation (FFT).



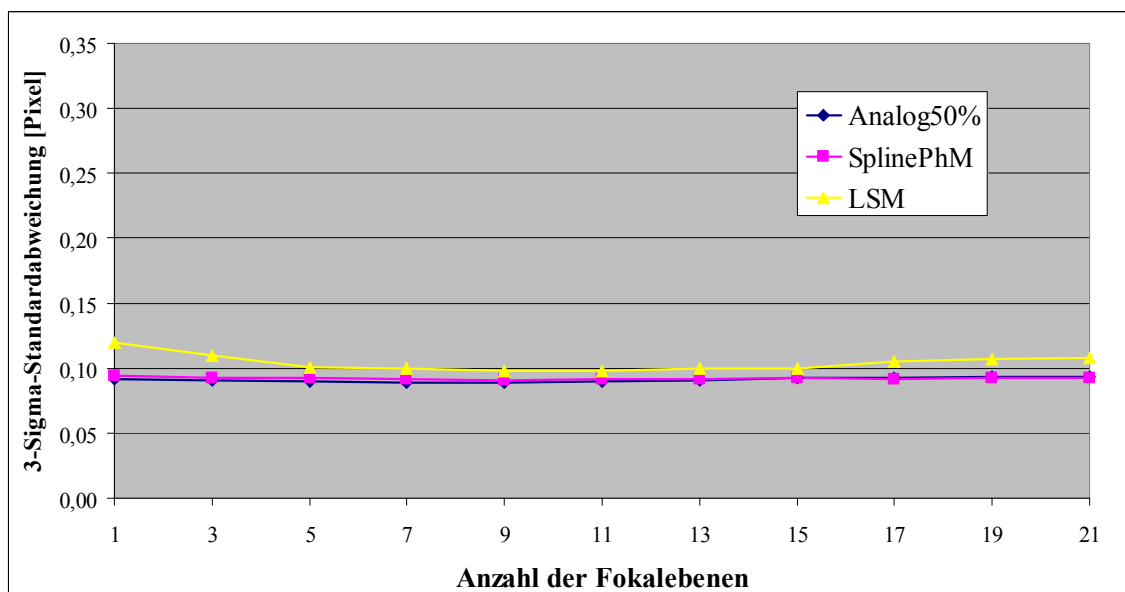
**Abb. 6.24b** Darstellung wie Abb. 6.22b (Beleuchtungsapertur 0,2; ein Suchstrahl; max. Defokussierung:  $\pm 1 \mu\text{m}$ ), aber Korrelation der 1. Ableitung der Kantenintensitäten und zusätzlicher schneller *Fourier*-Kreuzkorrelation, hier FFT genannt. (Wert für Analog50% beträgt bei 41 Ebenen 85,35 Pixel.)



Wird die Information aus nicht genau im Fokus liegenden Bildebenen benutzt, muss beachtet werden, dass mit zunehmendem Abstand vom Fokus auch Information aus benachbarten Suchstrahlen mit erfasst wird. Das reale, pixelbedingte Messfeld eines Suchstrahls beträgt hier 80 nm und die Z-Schrittweite 50 nm. Aus den bestimmten PSFs (Abb. 2.16) lässt sich abschätzen, dass eine Defokussierung von etwa 20 Schritten ( $1\text{ }\mu\text{m}$ ) zu einer faktischen Verdopplung der Messfeldbreite des Suchstrahles führt. Die Nutzung extrafokaler Information führt somit zu einer Verbreiterung und Verwaschung der realen Suchstrahlen. Erfolgt zusätzlich eine Mittelung über mehrere Suchstrahlen, sollten sich obige Ergebnisse im Wesentlichen bestätigen lassen. Im Folgenden wurden beiderseits zehn weitere Suchstrahlen, also insgesamt 21 Suchstrahlen ( $1,6\text{ }\mu\text{m}$ ), durch pixelweise Mittelung zusammengefasst. Die Abb. 6.25a/b und Abb. 6.26a/b zeigen, dass die extrafokalen Korrelationsrechnungen mit direkten Intensitäten nicht vorteilhafter sind als klassische Methoden.

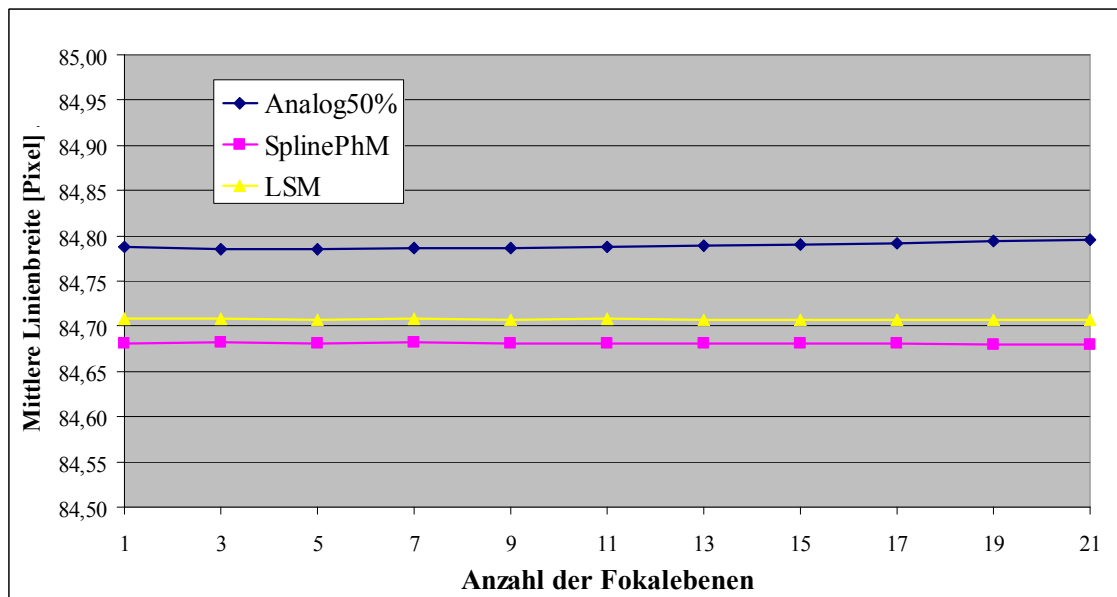


**Abb. 6.25a** Darstellung wie Abb. 6.21a (Beleuchtungsapertur 0,6, Intensitäten), aber 21 Suchstrahlen.

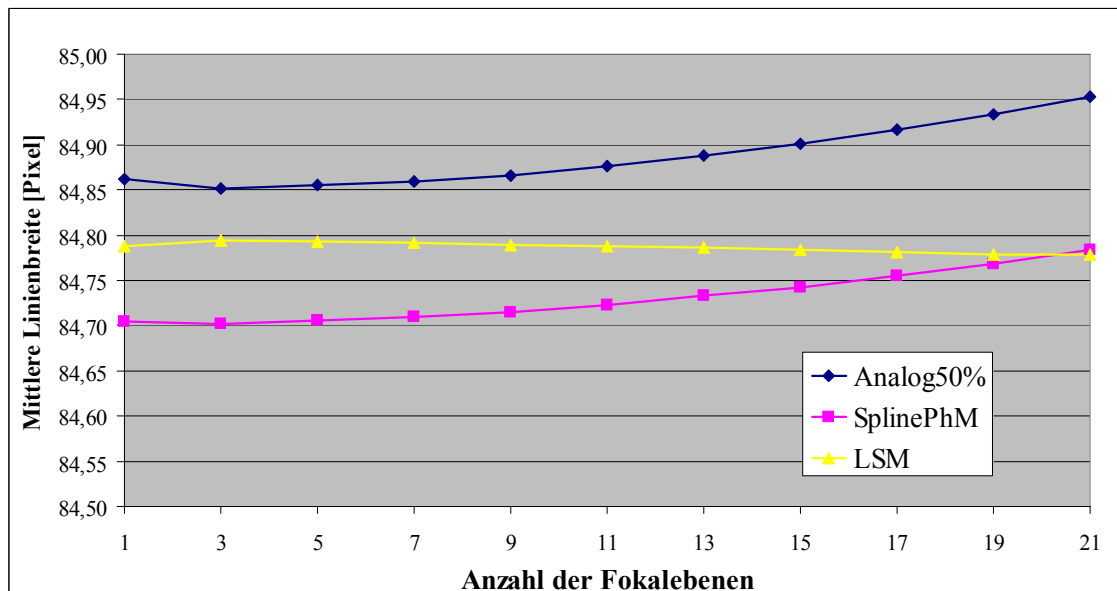


**Abb. 6.25b** Darstellung wie Abb. 6.21b (Beleuchtungsapertur 0,2, Intensitäten), aber 21 Suchstrahlen.

Lediglich eine größere Unabhängigkeit der mittleren gemessenen Breite vom Kohärenzgrad ist wieder erzielbar (Abb. 6.26b). Die Oszillationen an den Kantenrändern bei geringer Beleuchtungsapertur, geringem Kohärenzparameter und somit hohem Kohärenzgrad führen bei den starren klassischen Referenzverfahren zu Drifterscheinungen, wenn extrafokale Information mit betrachtet wird. Da diese Oszillationen aber auch in den Testfunktionen der Korrelation enthalten sind, die ja durch Mittelung über alle Messzyklen erzeugt wurden, ist eine Abhängigkeit von der Anzahl der Fokalebenen bei den Korrelationsverfahren deutlich geringer.



**Abb. 6.26a** Darstellung wie Abb. 6.22a (Beleuchtungsapertur 0,6 und Intensitäten), aber 21 Suchstrahlen.



**Abb. 6.26b** Darstellung wie Abb. 6.22b (Beleuchtungsapertur 0,2 und Intensitäten), aber 21 Suchstrahlen.

Wird wieder für die Korrelation die erste Ableitung der Intensitäten betrachtet, so zeigen sich wie zuvor deren Vorteile (Abb. 6.27a/b und Abb. 6.28a/b). Die aufwändige Methode der kleinsten Quadrate ist auch hier erfolgreicher als die schnelle *Fourier*-Kreuzkorrelationsrechnung. Die klassischen Referenzverfahren können bei großen Beleuchtungsaperturen (hoher Kohärenzparameter, geringer Kohärenzgrad) durchaus mit zunehmender Anzahl von Fokalebenen geringere Standardabweichungen aufweisen (Abb. 6.27a). Mit wachsender Anzahl driftet aber auch die mittlere gemessene Linienbreite (Abb. 6.28a). Bei klassischen Verfahren und kleinen Beleuchtungsaperturen sind die Änderungen der Standardabweichungen so gering (Abb. 6.27b), dass hier die Anwendung nicht empfohlen werden kann, da gleichzeitig die Änderungen der mittleren gemessenen Linienbreite erheblich sind (Abb. 6.28b). Betrachtet man einen  $3\sigma$ -Wert von 0,05 Pixeln oder besser als Zielgröße, so kann dies hier klassisch bei hoher Beleuchtungsapertur ab ca. 23 Fokalebenen (Fokusebene  $\pm 11$  Ebenen) erreicht werden.

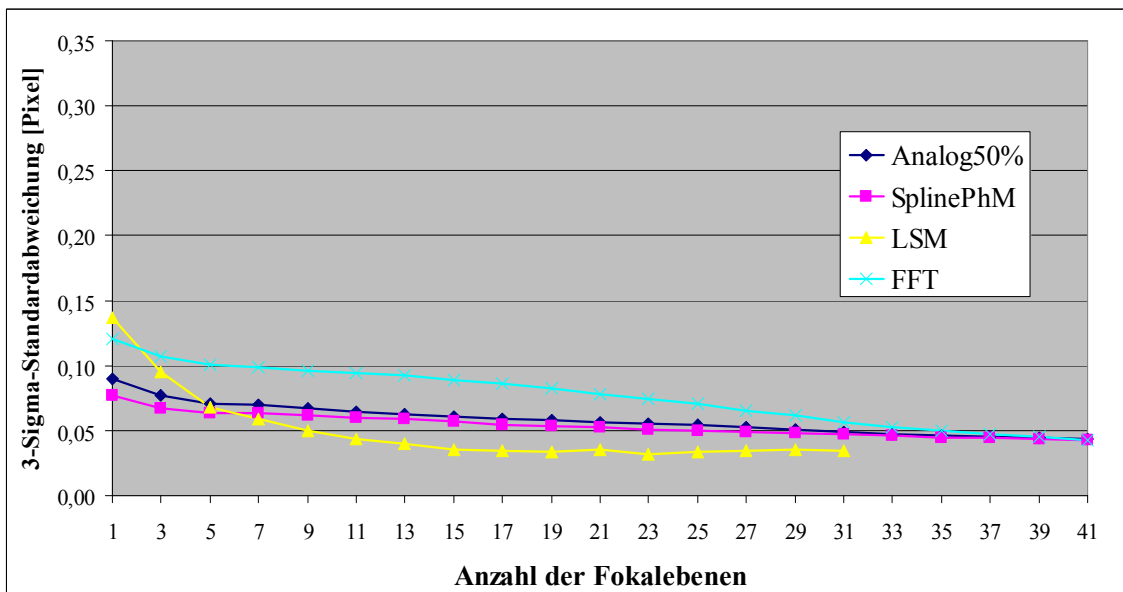


Abb. 6.27a Darstellung wie Abb. 6.23a (Beleuchtungsapertur 0,6; 1. Ableitung), aber 21 Suchstrahlen.

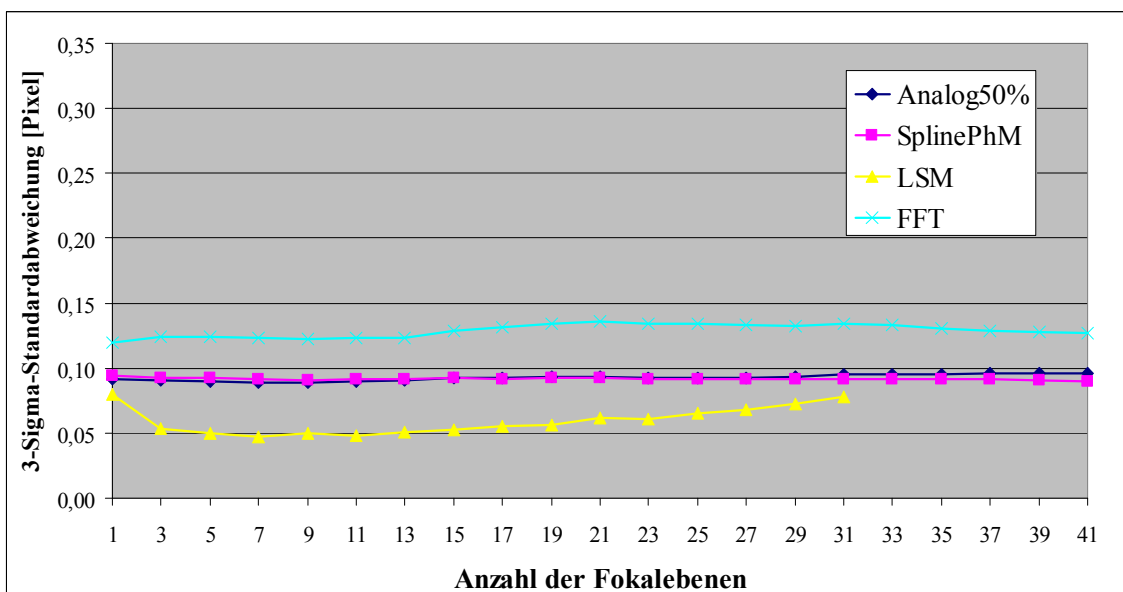
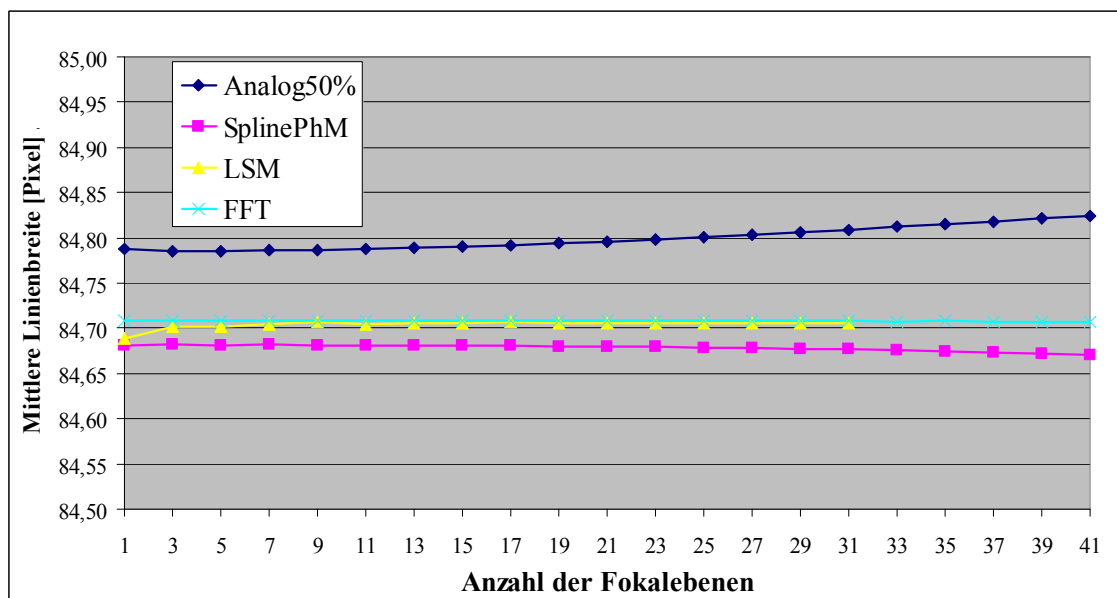
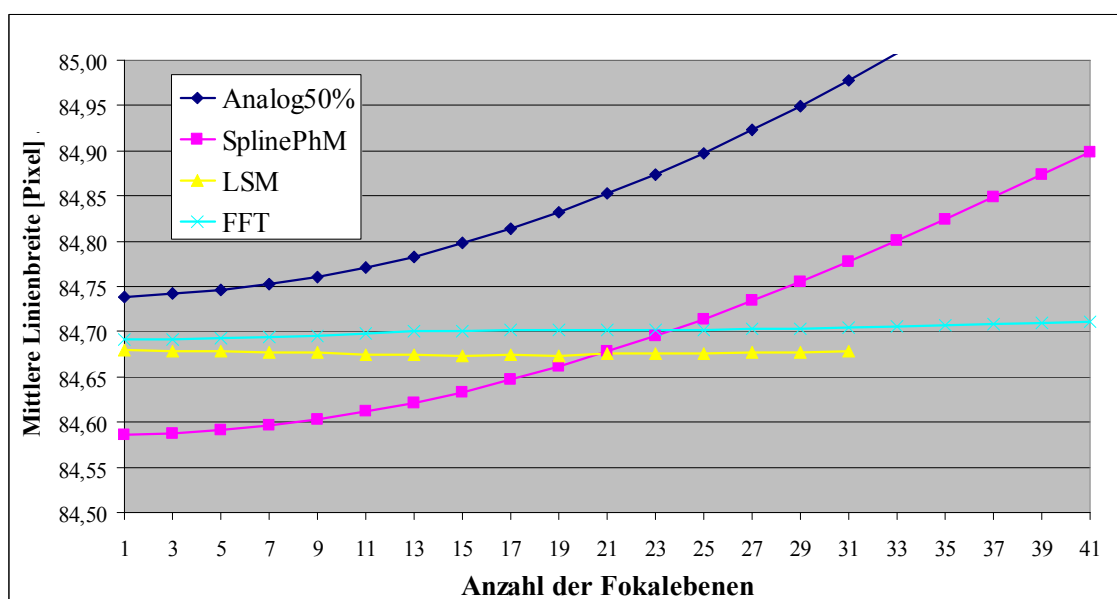


Abb. 6.27b Darstellung wie Abb. 6.23b (Beleuchtungsapertur 0,2; 1. Ableitung), aber 21 Suchstrahlen.

Allerdings zeigt das Schwellwertverfahren Analog50% eine deutliche Drift der Linienbreiten. Die Drift des Verfahrens der photometrischen Mitte ist zwar geringer, aber auch erkennbar und beide Driftrichtungen sind entgegengesetzt. Die gleiche Zielstellung von 0,05 Pixeln oder besser ist durch das Verfahren der kleinsten Quadrate problemlos ab einer Anzahl von 9 Fokalebenen (Fokusebene  $\pm 4$  Ebenen) erreichbar. Mit wachsender Anzahl wird die Standardabweichung noch erheblich besser, um nach einem Minimum von 0,032 bei 23 Ebenen wieder leicht zu steigen. Die gleiche Zielgröße wird bei geringer Beleuchtungsapertur schon früher ab 5 Fokalebenen erzielt, jedoch mit wachsender Anzahl der Fokalebenen nicht erheblich unterschritten und ist bereits ab 13 Fokalebenen wieder ungünstig. Bemerkenswert ist die beachtliche Stabilität der mittleren gemessenen Linienbreite bezüglich der Anzahl der involvierten Fokalebenen. Extrafokale Korrelationsbetrachtungen der 1. Ableitung der Intensitäten können also in weiten Bereichen vorteilhafter sein als klassische Verfahren zur Bestimmung eines Kantenortes.

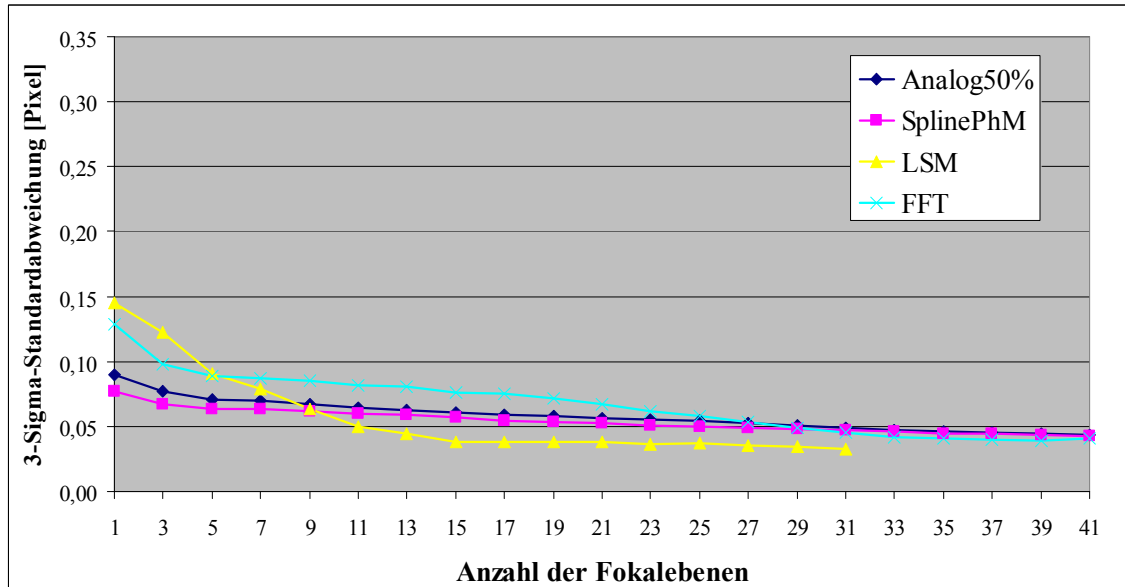


**6.28a** Darstellung wie Abb. 6.24a (Beleuchtungsapertur 0,6; 1. Ableitung), aber 21 Suchstrahlen.

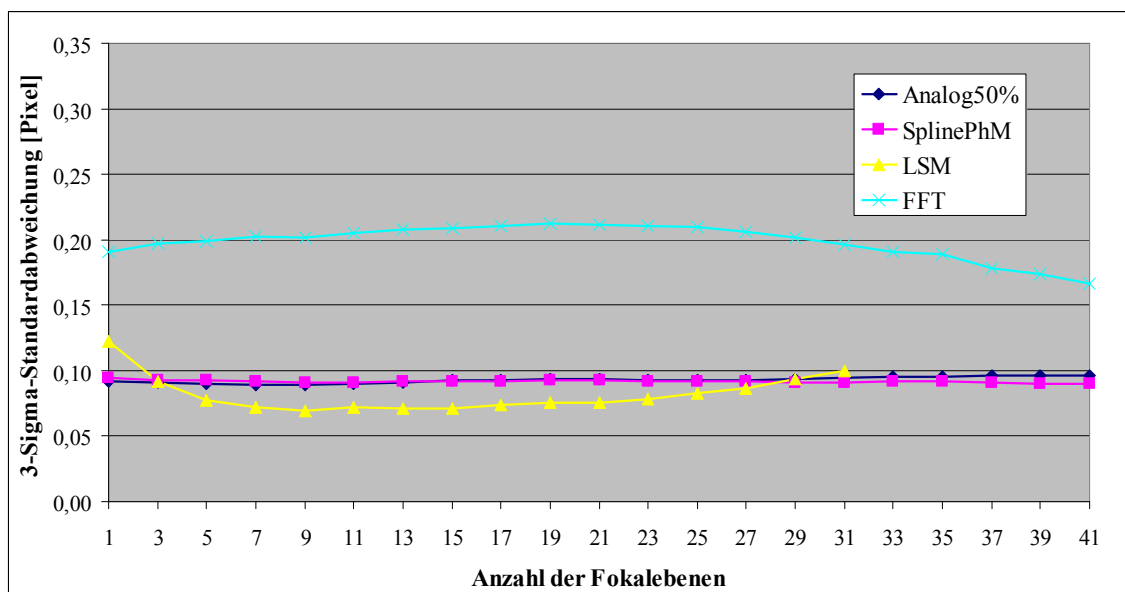


**Abb. 6.28b** Darstellung wie Abb. 6.24b (Beleuchtungsapertur 0,2; 1. Ableitung), aber 21 Suchstrahlen.

Eine Verknüpfung von Intensität und 1. Ableitung als Produkt der beiden (was im Verlauf der 1. Ableitung des Quadrates der Intensität entspricht) ist, wie die Abb. 6.29a/b zeigen, bei der Methode der kleinsten Quadrate noch brauchbar, lieferte aber etwas schlechtere Ergebnisse für die Standardabweichung als die Betrachtung der reinen 1. Ableitung.



**6.29a** Darstellung wie Abb. 6.27a (Beleuchtungsapertur 0,6 und 21 Suchstrahlen), aber Korrelation mit dem Produkt aus Intensität und 1. Ableitung.



**6.29b** Darstellung wie Abb. 6.27b (Beleuchtungsapertur 0,2 und 21 Suchstrahlen), aber Korrelation mit dem Produkt aus Intensität und 1. Ableitung.

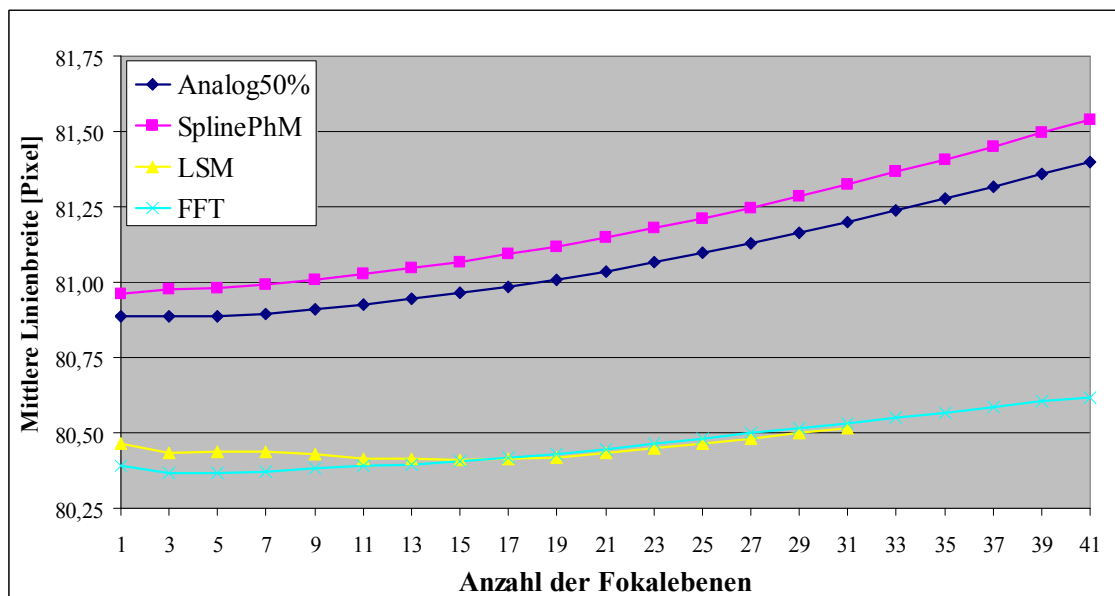
### 6.1.3.2 Untersuchungen bei nicht-konstanter Strukturbreite

Da ein Bereich des Testobjektes mit einer Defektstelle gewählt wurde, war es möglich, durch eine Verschiebung des Suchstrahls in der Y-Richtung des Bildes, 3-dimensionale Daten zu erhalten, deren Auswertung eine von der Y-Position abhängige Strukturbreite zeigen sollte. Abb. 6.30 ist ein entsprechender Bildausschnitt mit dieser Defektstelle an der rechten Kante der Chromstruktur. Da unbekannte, sich ändernde Kantenorte be-



**Abb. 6.30** Best-Fokus Bildausschnitt einer ca. 7 µm breiten Chromlinie auf Glas im grünen Durchlicht, aufgenommen mit einem Planachromat 50x/0,80 und 1,6facher Nachvergrößerung bei einer Beleuchtungsapertur von 0,6. (Kohärenzparameter 0,75). Der Pixelabstand beträgt 80 nm in der Objektebene.

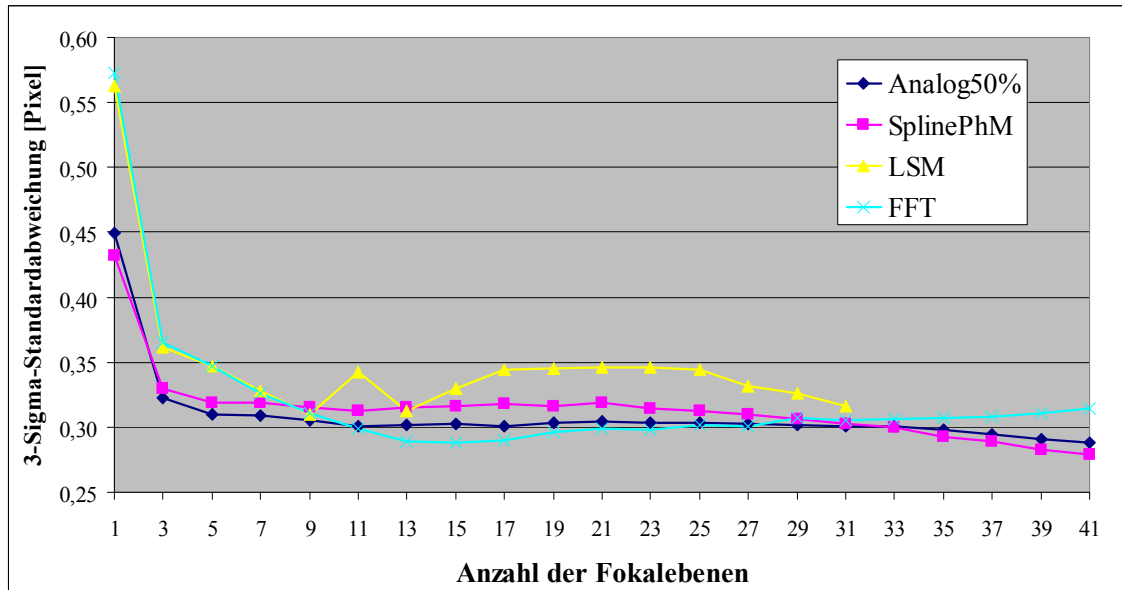
trachtet werden, ist zu beachten, dass durch die Punktverwaschung in den extrafokalen Bildebenen mit zunehmendem Abstand von der Best-Fokus-Ebene auch eine Verwaschung des Suchstrahles stattfindet. Dies muss bei der Wahl des Z-Bereiches für die Korrelation beachtet werden, wenn es nicht in der Testfunktion für die Korrelation berücksichtigt werden kann<sup>1</sup>. Wie Abb. 6.31 zeigt, tritt bei den Korrelationsverfahren LSM und FFT im betrachteten System erst ab ca. 20 Fokalebenen (Defokussierung



**Abb. 6.31a** Darstellung wie Abb. 6.24a (Beleuchtungsapertur 0,6, ein Suchstrahl, Korrelation der 1. Ableitung der Kantenintensitäten, maximale Defokussierung  $\pm 1 \mu\text{m}$ , 90 Messzyklen), aber in der Nähe der maximalen Einschnürung aufgenommen (relative Y-Position des Suchstrahles: 0).

<sup>1</sup> Die Testfunktionen wurden hier immer von Kantenintensitätsverläufen abgeleitet, die orthogonal zum Suchstrahl sich nahezu nicht verändern („nicht gekrümmte Kantenverläufe“). Es ist aber auch denkbar beispielsweise mit Testfunktionen zu arbeiten, die unterschiedlich gekrümmte Objekte beschreiben und somit nach Korrelationen zwischen „gekrümmten Kantenverläufen“ zu suchen.

$\pm 0,5 \mu\text{m}$ ) die erwartete Verbreiterung der Linienbreite ein. Gleichfalls macht die Abb. 6.31a wieder deutlich, wie abhängig bei den klassischen Schwellwertverfahren Analog50% und dem auf die photometrische Mitte beruhendem Verfahren SplinePhM die ermittelte Linienbreite bezüglich der benutzten Anzahl der Bildebenen ist. Die Untersuchung der Standardabweichung von 90 Messzyklen offenbart (siehe Abb. 6.31b), dass aber bereits bei einer Anzahl von mehr als 10 Fokusebenen (Defokussierung  $\pm 0,25 \mu\text{m}$ ) ein uneinheitliches Verhalten der Korrelationsverfahren. So reagiert das LSM-Verfahren heftig und sprunghaft auf eine weitere Zunahme von Fokusebenen und führt in weiten Bereichen zu relativ großen Werten für die Standardabweichung.

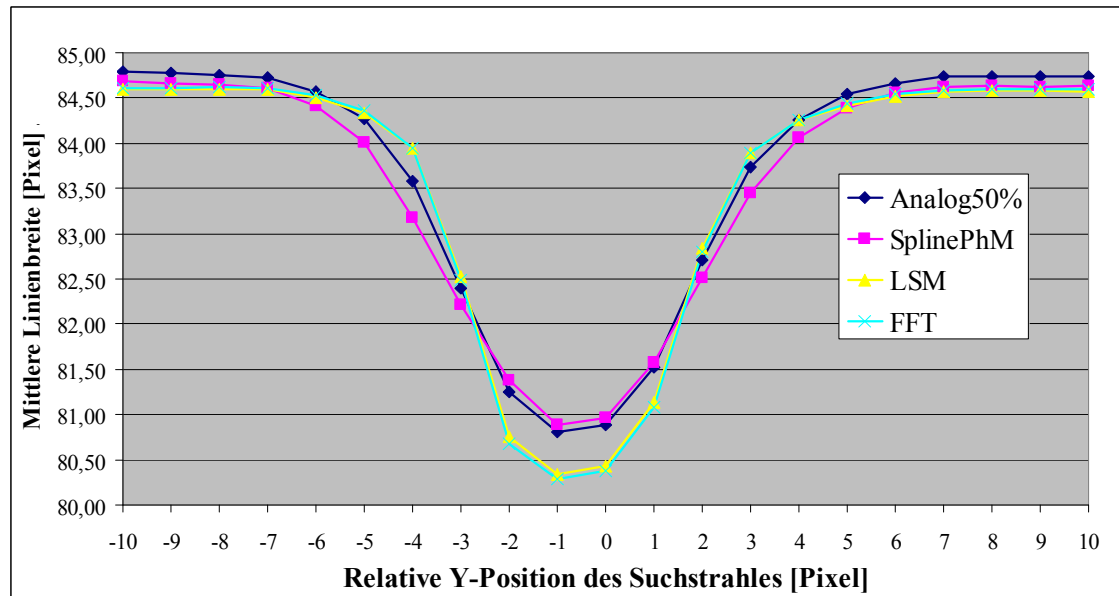


**Abb. 6.31b** Darstellung wie Abb. 6.23a (Beleuchtungsapertur 0,6, ein Suchstrahl, Korrelation der 1. Ableitung der Kantenintensitäten, maximale Defokussierung  $\pm 1 \mu\text{m}$ , 90 Messzyklen), aber in der Nähe der maximalen Einschnürung aufgenommen (relative Y-Position des Suchstrahles: 0).

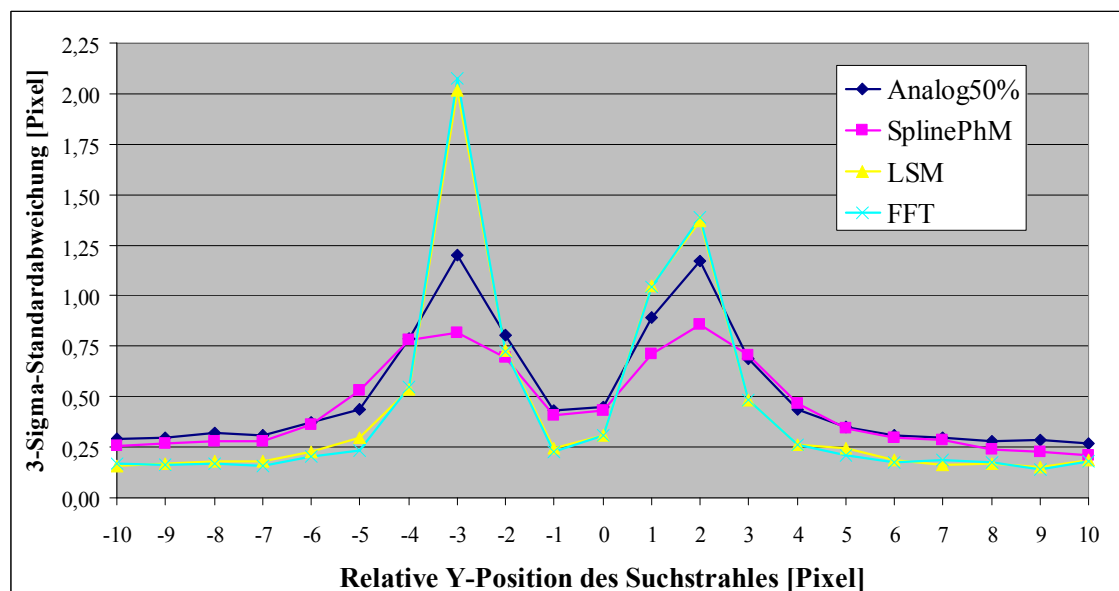
Als optimal kann daher für dieses System eine Anzahl von 9 Fokalebenen angesehen werden (Defokussierung  $\pm 0,25 \mu\text{m}$ ). Wird für die Korrelationsverfahren diese Anzahl von Fokusebenen benutzt und der Suchstrahl verschoben (maximal  $\pm 0,8 \mu\text{m}$ ), so ergibt sich für die mittlere Linienbreite ein in Abb. 6.32a dargestellter Verlauf. Die Einschnürung hat danach eine Halbwertsbreite von etwa  $0,4 \mu\text{m}$  (5 Pixel) und eine maximale Tiefe von ca.  $0,32 \mu\text{m}$  (4 Pixel). Die Korrelationsverfahren zeigen in den ungestörten Bereichen und insbesondere in der Einschnürung eine kleinere Linienbreite gegenüber den klassischen Verfahren mit der Betrachtung nur einer Fokalebene (Best-Fokus-Ebene). Bedeutsamer ist aber, dass die beiden betrachteten Korrelationsverfahren sich auch durch eine deutlich geringere Halbwertsbreite der Einschnürung auszeichnen. Dadurch wird der Defekt „schärfer“ dargestellt.

Da für die Auswertung 90 Messzyklen benutzt wurden und sich die Bildlage während der Gesamtmesszeit ändert, muss ein Alignment<sup>1</sup> erfolgen, das aber wiederum fehlerbehaftet ist. Die Analyse der Standardabweichung (siehe Abb. 6.32b) zeigt

<sup>1</sup> Vom englischen Wort für Ausrichtung, Anpassung stammender üblicher Begriff zum Ausgleich von Translationen.



**Abb. 6.32a** Darstellung wie Abb. 6.24a (Beleuchtungsapertur 0,6, ein Suchstrahl, Korrelation der 1. Ableitung der Kantenintensitäten, 90 Messzyklen), aber Analog50% und SplinePhM nur mit der Best-Fokus-Ebene; LSM und FFT mit 9 Bildebenen (Best-Fokus  $\pm 0,2 \mu\text{m}$ ).



**Abb. 6.32b** Darstellung wie Abb. 6.23a (Beleuchtungsapertur 0,6, ein Suchstrahl, Korrelation der 1. Ableitung der Kantenintensitäten, 90 Messzyklen), aber Analog50% und SplinePhM nur mit der Best-Fokus-Ebene; LSM und FFT mit 9 Bildebenen (Best-Fokus  $\pm 0,2 \mu\text{m}$ ).

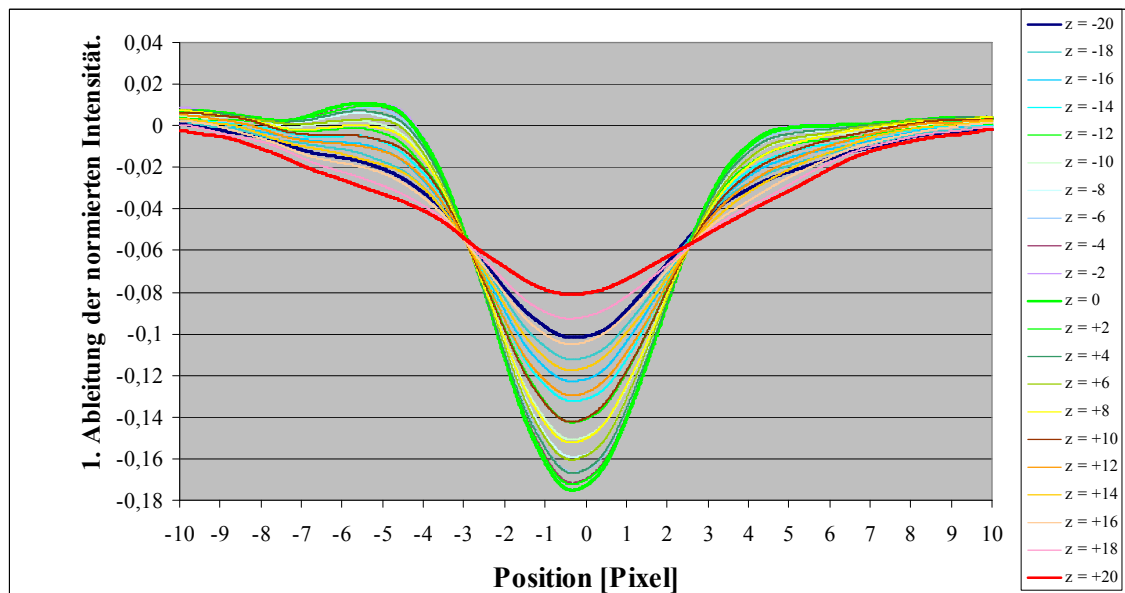
deutlich das Alignment-Problem durch höhere Standardabweichungen am Beginn und am Ende der Einschnürung. Da die benutzten Korrelationsverfahren dort auch sensibler sind, bilden sich regelrechte Peaks mit mehr als 10mal höheren Werten für die Standardabweichung aus. Außerhalb des durch das Alignment beeinflussten Bereiches kann mittels der Einbeziehung der extrafokalen Bildebenen eine deutliche Verringerung der Standardabweichung erzielt werden.



### 6.1.3.3 Untersuchungen zur Exaktheit der Testfunktion

Die benutzten Korrelationsverfahren benötigen Test- oder Vergleichdaten, die hier bereits unter den Begriff „Testfunktionen“ benutzt wurden. Diese Testfunktionen müssen letztlich in eine Datenstruktur überführt werden können, die eine Korrelation mit den Messwerten gestattet. Brauchbare Daten für die Korrelation können aus Mittelungen von realen Kantenintensitätsverläufen gewonnen werden (Abb. 6.15–6.20). Ist dies nicht möglich, so müssten theoretische Modelle oder gemessene PSFs zur Definition von Test-Daten für die Korrelation benutzt werden. Es ist daher sinnvoll zu untersuchen, welche Toleranzen für die Testfunktionen noch zulässig sind, wenn dabei noch eine Verbesserung der Standardabweichung erhalten bleiben soll.

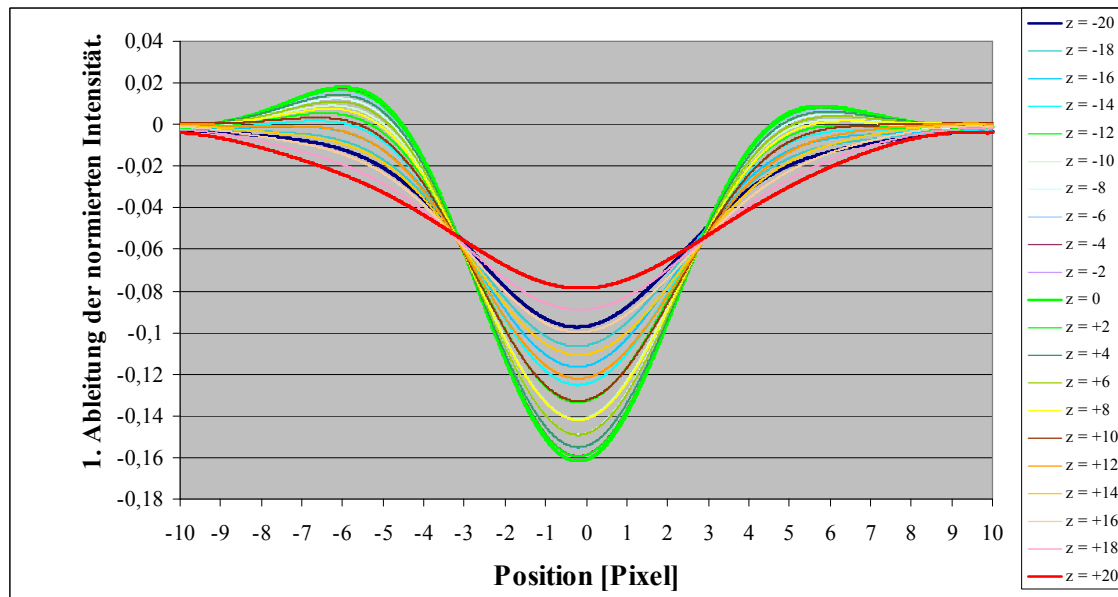
Dabei wurde wieder von den gemittelten Kantenintensitätsverläufen ausgegangen, über kubische Spline-Interpolation die 1. Ableitung der Intensität bestimmt und durch Sinus/Cosinus-Reihen bzw. Polynome Näherungen für Testfunktionen berechnet. Die Abb. 6.33 zeigt am Beispiel der linken Kante (Übergang von Hell nach Dunkel) die Testfunktionen für ausgewählte Fokusebenen. Die Null-Position des Kantenortes wurde durch den 50%-Schwellwert definiert. Die Funktion strebt beidseitig gegen null, wobei zwischen den Positionen -7 bis -4 Pixel (Übergang zum hellen Bereich mit konstant hohen Intensitätswerten) noch ein leichtes Überschwingen in den Ebenen nahe der Best-Fokus Position  $z=0$  erkennbar ist. Dieses Überschwingen ist auch so zu erwarten, da das System auch bei voll geöffneter Beleuchtungsapertur von 0,6 und einer Objektivapertur von 0,8 (Kohärenzparameter 0,75) partiell-kohärent ist. Die rechten Kanten (Übergang von Dunkel nach Hell) wurden analog behandelt. Die 1. Ableitung ist dann überwiegend positiv mit einem leichten Überschwingen auf der rechten Seite. Sind linke und rechte Funktionen nicht spiegel-symmetrisch, können Abbildungs- oder Justagefehler vorliegen.



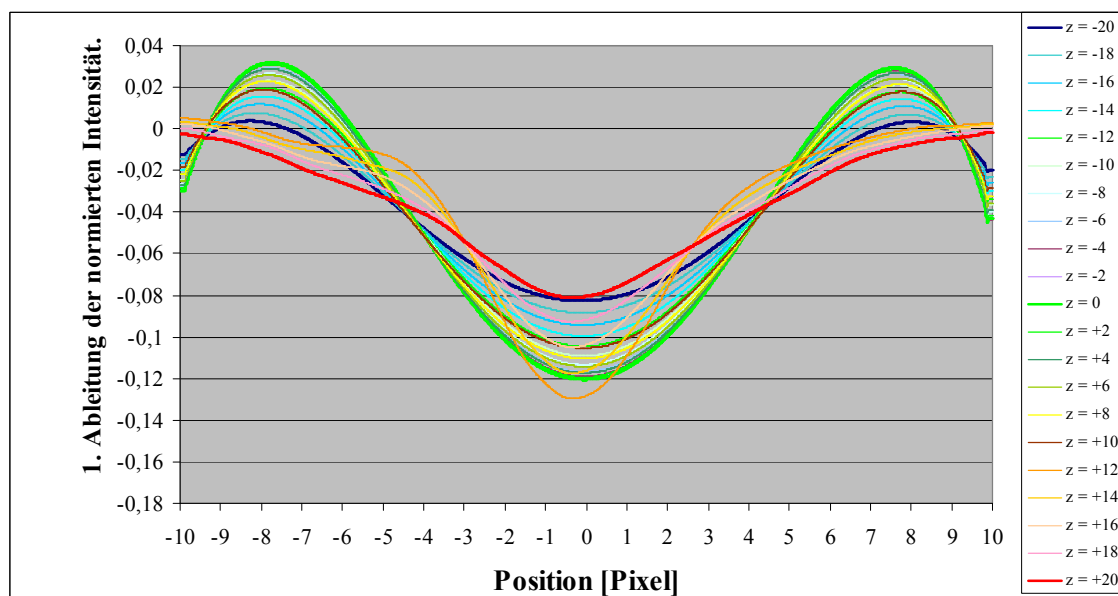
**Abb. 6.33** 1. Ableitungen der gemittelten, normierten Intensität der linken Kante, nur die geradzahli- gen Ebenen dargestellt (Beleuchtungsapertur 0,6; Best-Fokus  $\pm 1 \mu\text{m}$ ; 90 Messzyklen).

Dem physikalischen Problem angepasst sollten durch *Fourier*-Reihenentwicklung brauchbare Ergebnisse erzielbar sein. Die Abb. 6.34a zeigt, dass bereits mit sehr weni-

gen Parametern (3 Wellenlängen und 3 Phasenlagen) gute Approximationen möglich sind. Die verwendete Prozedur bestand aus einer diskreten *Fourier*-Vorwärts- und anschließender Rückwärts-Transformation mit vollständiger Unterdrückung von 97 % der Raumfrequenzen durch Null-Setzen der entsprechenden Koeffizienten, beginnend bei den höheren Raumfrequenzen. Werden diese gefilterten Testfunktionen benutzt ergeben sich – wie bei der Verwendung der ungefilterten Originalfunktionen – mit 7 oder mehr Fokusebenen geringere Standardabweichungen als bei günstigen klassischen Verfahren (Abb. 6.35a). Die Standardabweichungen sind gegenüber denen, die mit den Originalfunktionen erzeugt wurden, nur geringfügig größer.

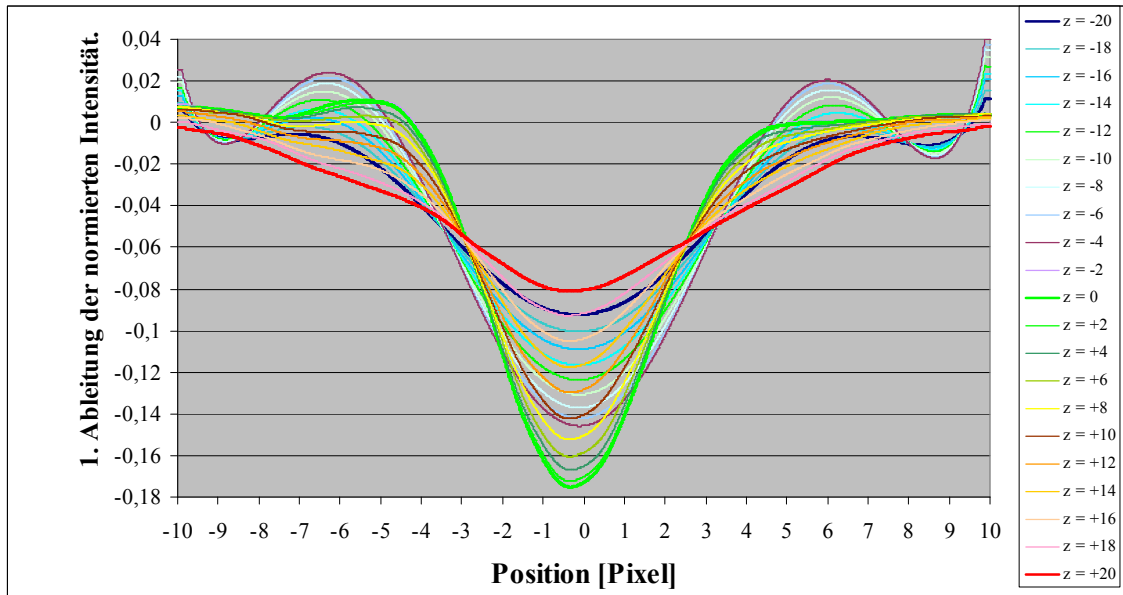


**Abb. 6.34a** Wie Abb. 6.33, aber Näherung, die durch Synthese von jeweils nur 3 Sinus/Cosinus-Funktionen entstanden ist. (Approximation durch 200 Stützstellen, diskrete *Fourier*-Vor- und Rückwärt-Transformation mit Null-Setzen aller Frequenz-Koeffizienten bis auf die drei langwelligsten)

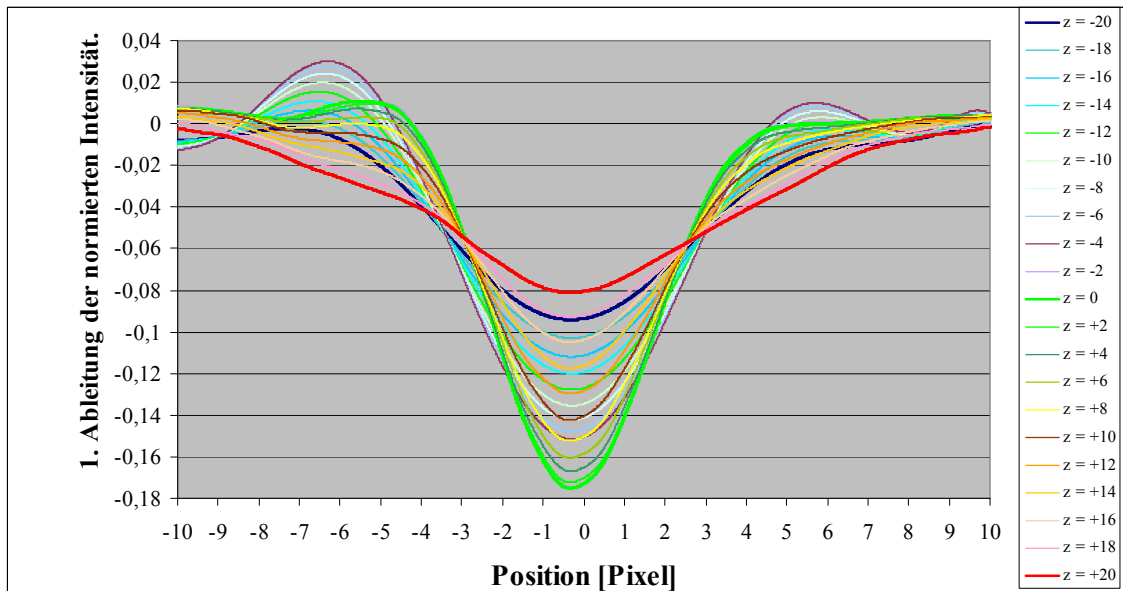


**Abb. 6.34b** Wie Abb. 6.33, aber Näherung, die Approximation mit jeweils Polynomen 4. Grades entstanden ist. (Approximation durch 200 Stützstellen, Polynomapproximation durch Ansatz der kleinsten Fehlerquadrate und Lösung des entsprechenden linearen Gleichungssystems mit jeweils 5 Gleichungen und 5 unbekannten Koeffizienten)

Die 1. Ableitungen sollten gleichfalls durch geradzahlige Polynome gut darstellbar sein. Eine Approximation mit Polynomen 4ten Grades (Abb. 6.34b) erscheint aber noch relativ grob (Bestimmtheitsmaß<sup>1</sup> für die Best-Fokus-Ebene: 0,77) und liefert, wie in Abb. 6.35a zu erkennen ist, im gesamten betrachteten Bereich größere Werte für die Standardabweichung. Daher sind die Approximationen mit Polynomen 4ten Grades in diesem Fall unbrauchbar. Mit Polynomen 6ten Grades (Abb. 6.34c) nehmen zwar die Oszillationen an den Rändern zu, die Approximation ist aber besser (Bestimmtheitsmaß: 0,93) und die erzielten Standardabweichungen sind erheblich besser und wieder brauchbar (Abb. 6.35a).



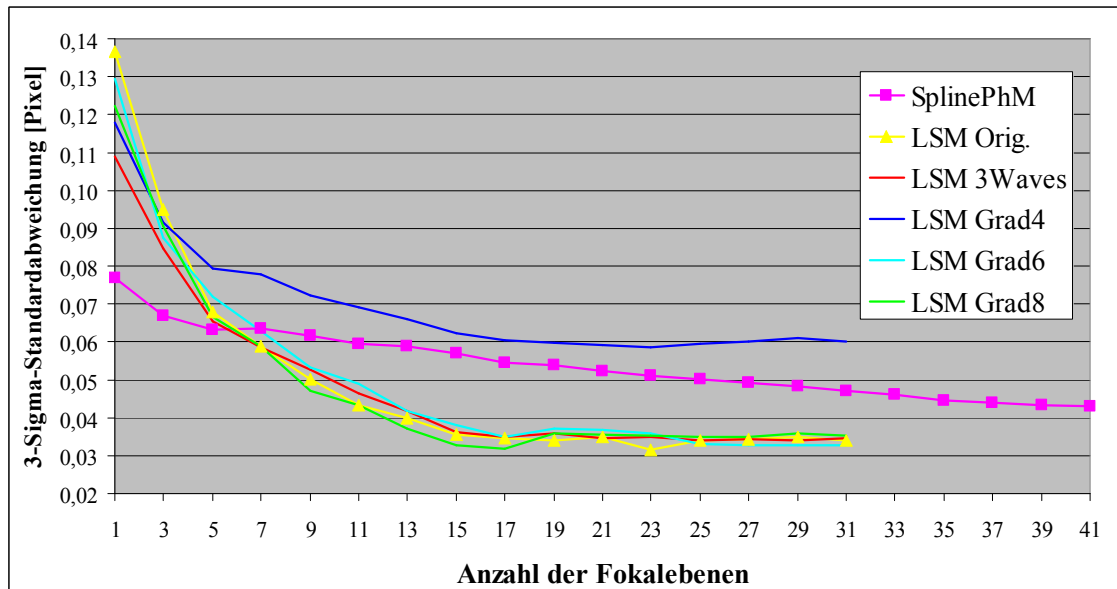
**Abb. 6.34c** Wie Abb. 6.34b, aber mit Polynomen 6. Grades. (Gleichungssysteme mit jeweils 7 Gleichungen und 7 unbekannten Koeffizienten)



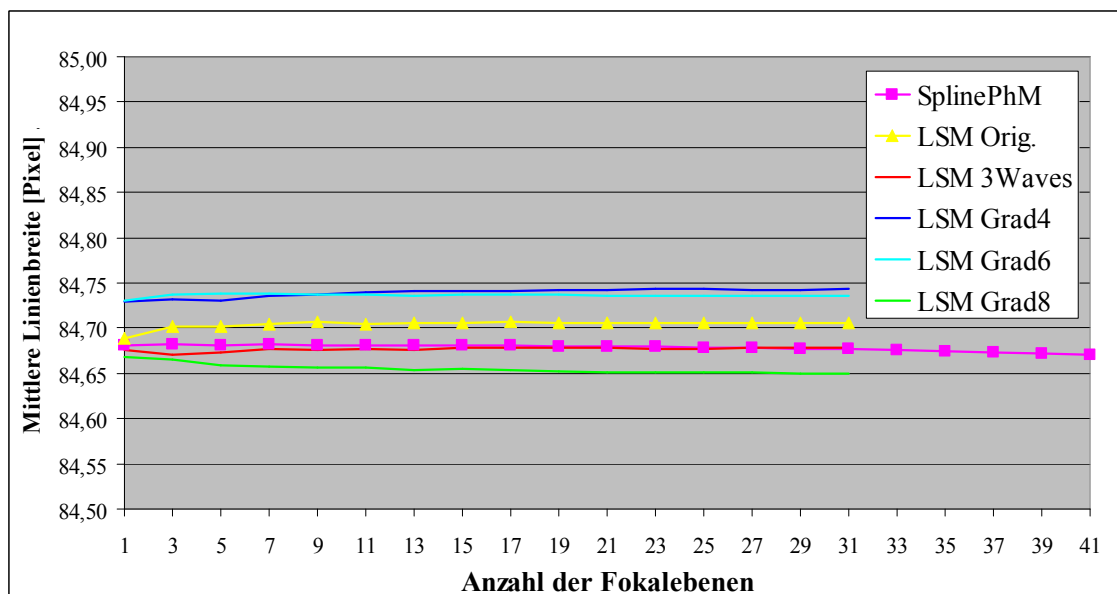
**Abb. 6.34d** Wie Abb. 6.34b, aber mit Polynomen 8. Grades. (Gleichungssysteme mit jeweils 9 Gleichungen und 9 unbekannten Koeffizienten)

<sup>1</sup> auch Determinationskoeffizient, abgekürzt  $R^2$ , Quadrat des Korrelationskoeffizienten, ein Maß der Statistik zwischen 0 und 1, wobei bei einem Wert von 1 alle Fehler verschwunden sind [6.1].

Die Approximation mit Polynomen 8ten Grades (Abb. 6.34d) kann zu einem sehr hohen Bestimmtheitsmaß von 0,98 in der Best-Fokus-Ebene und zum Teil sogar geringfügig besseren Standardabweichungen als bei der Verwendung der Originalfunktionen (Abb. 6.35a) führen. Alle Näherungen für die Testfunktionen zeigten jeweils geringfügig unterschiedliche – aber von der Anzahl der Ebenen nahezu unabhängige – mittlere Linienbreiten (Abb. 6.35b). Es ist also durchaus möglich, in einem gewissen Umfang mit Näherungen für die Testfunktionen der jeweiligen extrafokalen Ebenen zu arbeiten.

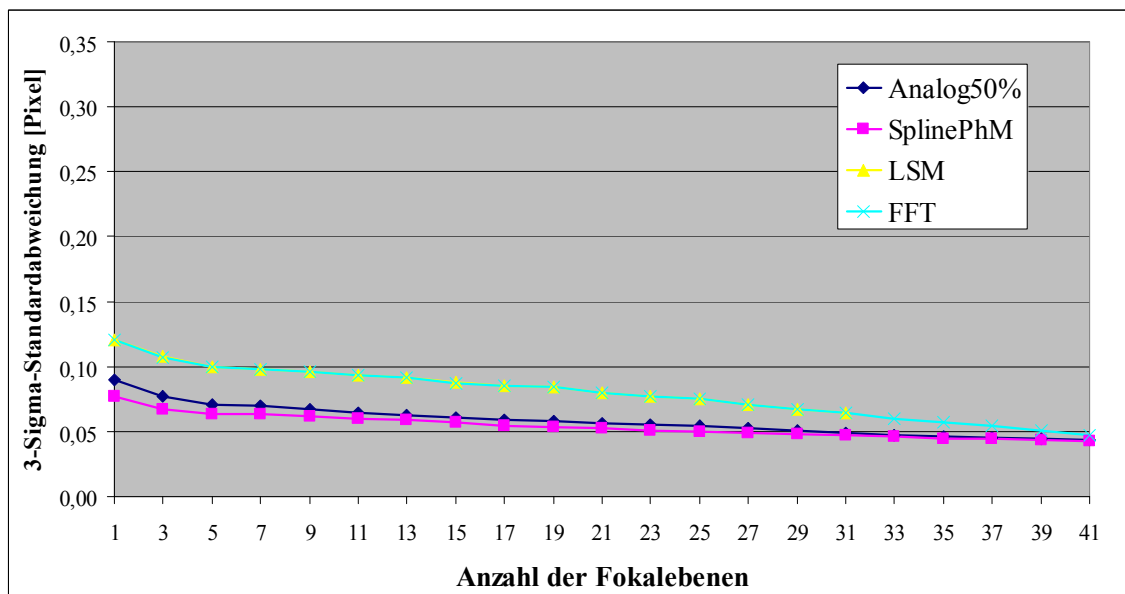


**Abb. 6.35a** Darstellung wie Abb. 6.27a (Beleuchtungsapertur 0,6 und 1. Ableitung, 21 Suchstrahlen), aber mit unterschiedlichen Testfunktionen. SplinePhM und LSM Orig. wie in Abb. 6.27a, LSM 3Waves mit Testfunktionen entsprechend Abb. 6.34a, LSM Grad4 mit Testfunktionen entsprechend Abb. 6.34b (Polynome 4ten Grades), LSM Grad6 mit Testfunktionen entsprechend Abb. 6.34c (Polynome 6ten Grades), LSM Grad8 mit Testfunktionen entsprechend Abb. 6.34d (Polynome 8ten Grades). Die Testfunktionen für die rechten Kanten wurden analog zu den linken erstellt.

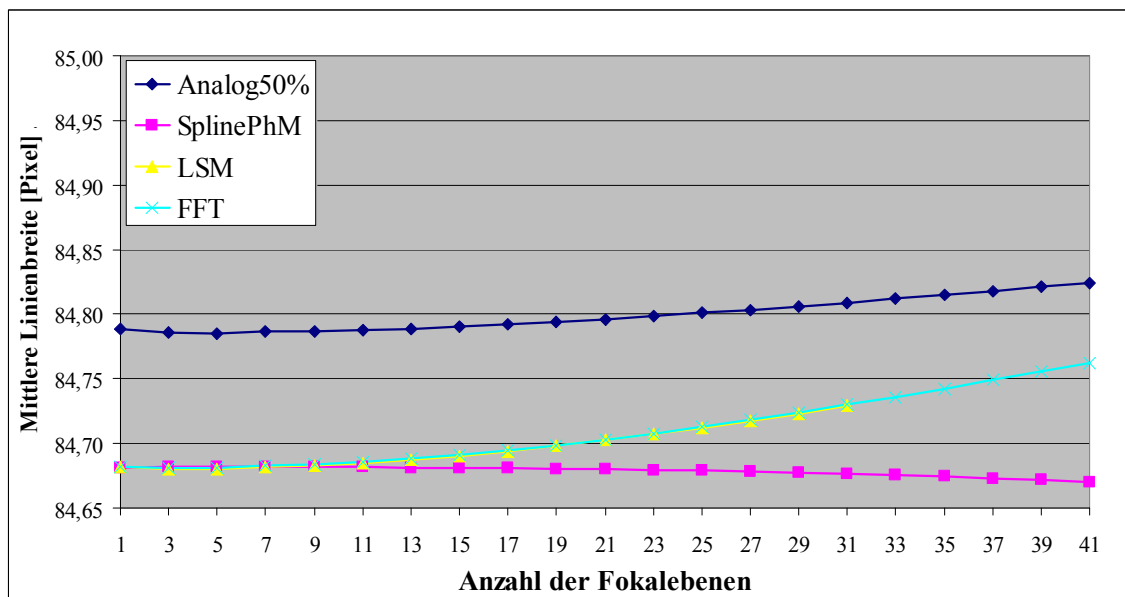


**Abb. 6.35b** Darstellung wie Abb. 6.28a (Beleuchtungsapertur 0,6 und 1. Ableitung, 21 Suchstrahlen), aber mit unterschiedlichen Testfunktionen wie in Abb. 6.35a.

Enge Grenzen bestehen aber bezüglich der Variation der Testfunktionen in der Fokus-Richtung. Abb. 6.36a zeigt, dass die extrafokalen Korrelationsverfahren bei der Standardabweichung keine Vorteile mehr erzielen, wenn beispielsweise die Best-Fokus-Ebene für alle weiteren Ebenen gleichfalls benutzt wird. Auch der sonstige Vorteil der Unabhängigkeit der mittleren Linienbreite von der Anzahl der benutzten Ebenen ist nicht mehr gegeben (Abb. 6.36b). Da dieses ungünstige Verhalten schon bei großen Beleuchtungsaperturen, also relativ unstrukturierten ESF mit geringen Oszillationen beobachtet wurde, muss davon ausgegangen werden, dass nur bei einer angemessenen Berücksichtigung der Unterschiede in der Fokusrichtung brauchbare Ergebnisse durch extrafokale Korrelationsverfahren zu erzielen sind.



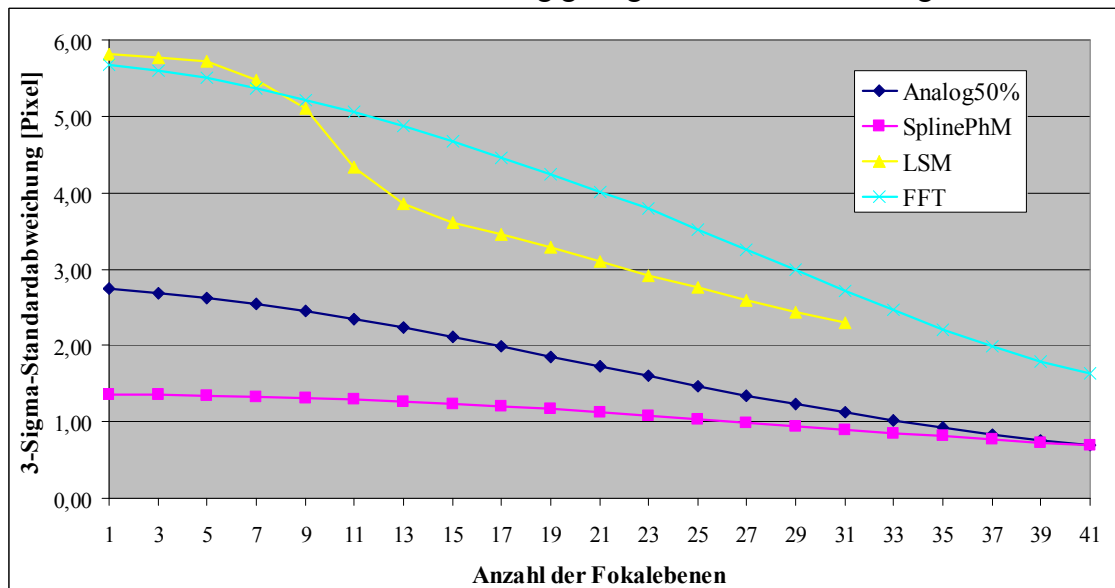
**Abb. 6.36a** Darstellung wie Abb. 6.27a (Beleuchtungsapertur 0,6 und 1. Ableitung, 21 Suchstrahlen), aber immer nur die Testfunktionen der Best-Fokus-Ebene für alle weiteren Ebenen benutzt.



**Abb. 6.36b** Darstellung wie Abb. 6.28a (Beleuchtungsapertur 0,6 und 1. Ableitung, 21 Suchstrahlen), aber immer nur die Testfunktionen der Best-Fokus-Ebene für alle weiteren Ebenen benutzt.

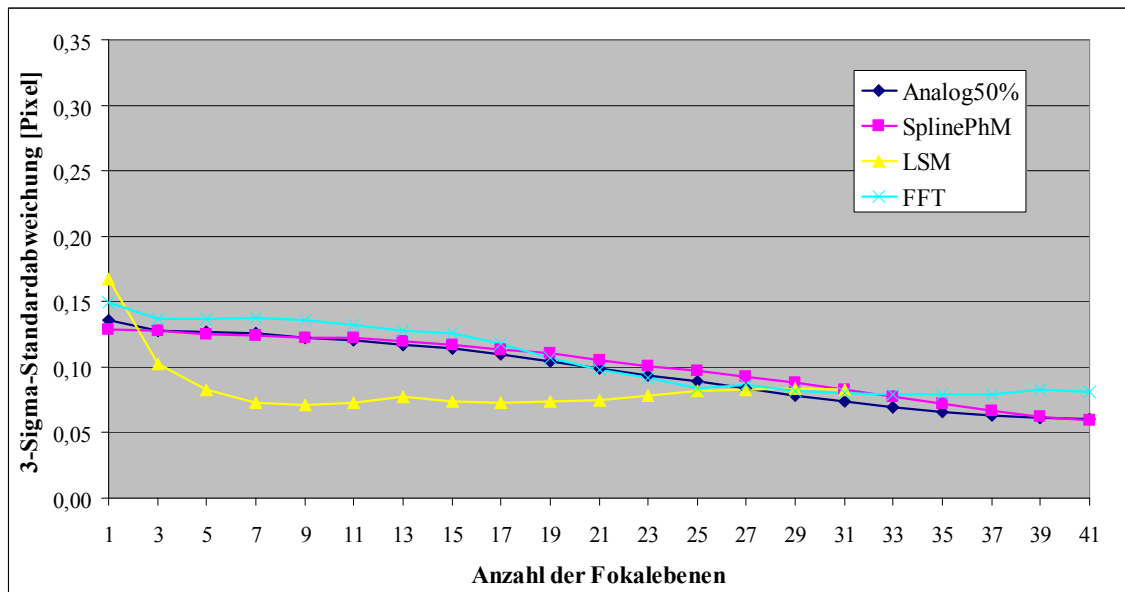
#### 6.1.4 Untersuchungen mit einem Immersions-System

Im vorigen Abschnitt konnte gezeigt werden, dass es bei Trocken-Mikroskopsystemen mit Aperturen bis zu 0,8 vorteilhaft sein kann, wenn in bestimmten Umfang extrafokale Messdaten mit berücksichtigt werden. Neuere Messsysteme, insbesondere in der Halbleiterindustrie, können aber mit noch höheren Aperturen arbeiten. Begünstigt wird diese Entwicklung durch den Einsatz von Wasser als Immersionsflüssigkeit. In dieser Arbeit wurde daher das Verfahren auch an einem Immersionsmikroskop mit Objektivaperturen von 1,4 und Beleuchtungsaperturen bis zu etwa 1,2 bei beidseitiger Öl-Immersion getestet. Der verwendete Apochromat 100x/1,4 ist für Deckglasdicken von 0,17 mm korrigiert, daher wurde die Probe mit einem entsprechenden Deckglas, vermittelt über einen dünnen Ölfilm, bedeckt. Eine Verminderung der Bildgüte durch diesen Ölfilm konnte nicht beobachtet werden. Die 100fache Objektiv-Vergrößerung ergibt einen Pixelabstand in der Objektebene von 62,2 nm. Diese ist somit um den Faktor 0,7775 kleiner als bei dem zuvor betrachteten Trocken-Mikroskopsystemen mit 50facher Objektiv-Vergrößerung und 1,6facher Nachvergrößerung. Eine weitere Nachvergrößerung ist bei dem gegebenen Öl-Immersionssystem nicht mehr sinnvoll, da insbesondere bei kleinen Beleuchtungsaperturen nicht mehr ausreichend Licht vorhanden war und zur Vergleichbarkeit der Messungen keine elektronischen Parameter geändert werden sollten. Die Abb. 6.37a zeigt, wie das schlechte Signal-Rauschverhältnis der Kamera bei geringer Beleuchtungsapertur und hoher Vergrößerung zu sehr hohen Standardabweichungen ( $3\sigma > 1$  Pixel) bei allen Verfahren führt. Eine moderatere Beleuchtungsapertur von 0,5 (siehe Abb. 6.37c) zeigt noch das typische Überschwingen an den Kantenrändern, liefert aber ein ausreichendes Signal-Rauschverhältnis und typische Standardabweichungen ( $3\sigma$  um 0,1 Pixel). Auch bei einer großen Beleuchtungsapertur von 1,2 (siehe Abb. 6.37b) kann die Nutzung von mehreren Fokalebenen sinnvoll sein und das LSM-Korrelationsverfahren mit der 1. Ableitung geringe Standardabweichungen erzielen.

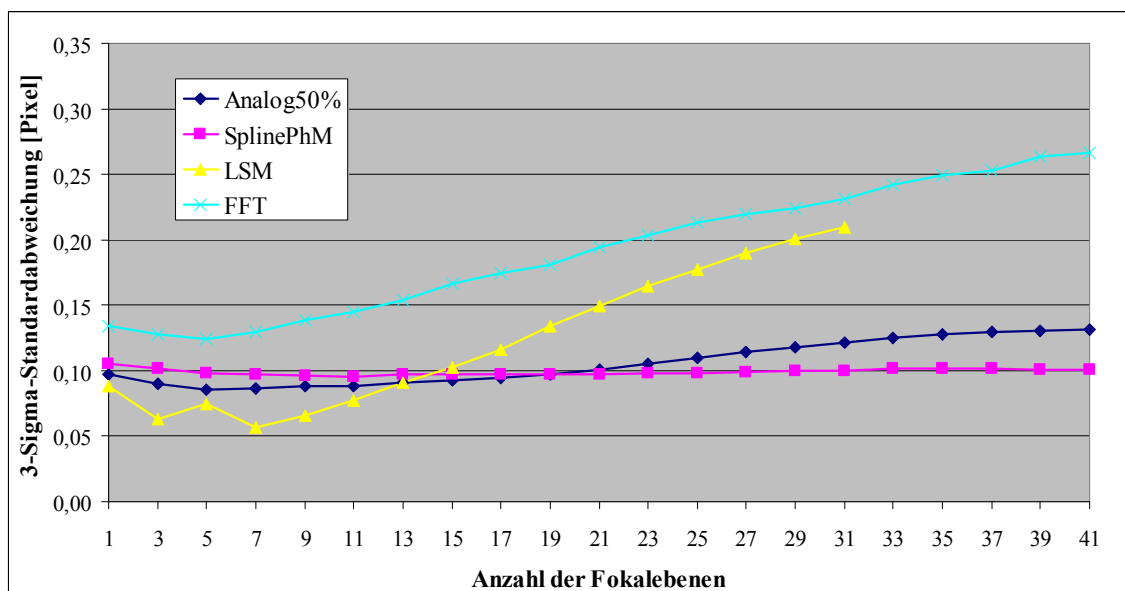


**Abb. 6.37a** Darstellung wie Abb. 6.27a (21 Suchstrahlen und 1. Ableitung), aber mit einem Apochromat 100x/1,40 ohne Nachvergrößerung bei einer Beleuchtungsapertur von 0,2 (Kohärenzparameter 0,14). Der Pixelabstand beträgt 62,2 nm in der Objektebene, bei einer Z-Schrittweite von 50 nm (max. Defokussierung:  $\pm 1,0 \mu\text{m}$ ). Die Messserie bestand aus 100 Messzyklen.

Ein direkter Vergleich der beiden verwendeten Mikroskopsysteme ist problematisch, da das Öl-Immersionssystem (*RML-5*) zwar das leistungsfähigere Objektiv besitzt aber mechanisch deutlich schlechter als das Trocken-System (*JENATECH-inspection*) ist. Besonders der Z-Trieb des leichten *RML-5* ist bei hohen Vergrößerungen problematisch. Er koppelt mechanische Schwingungen ein und läuft nicht gleichmäßig ab, was auch schon bei kleinen Z-Bewegungen (ca.  $0,5\ \mu\text{m}$ ) zu sichtbaren Bildverschiebungen in der X/Y-Ebene führen kann. Dies könnte erklären, warum das LSM-Korrelationsverfahren hier nur bei kleinen Ebenenanzahlen vorteilhafter ist. Es ist aber auch zu beachten, dass durch die größere Apertur von 1,4 die Veränderungen in der Z-Richtung in kürzeren Distanzen erfolgen als bei einer Apertur von 0,8.



**Abb. 6.37b** Darstellung wie Abb. 6.37a (Objektivapertur 1,4; 21 Suchstrahlen und 1. Ableitung), aber bei einer Beleuchtungsapertur von 1,2 (Kohärenzparameter 0,86).

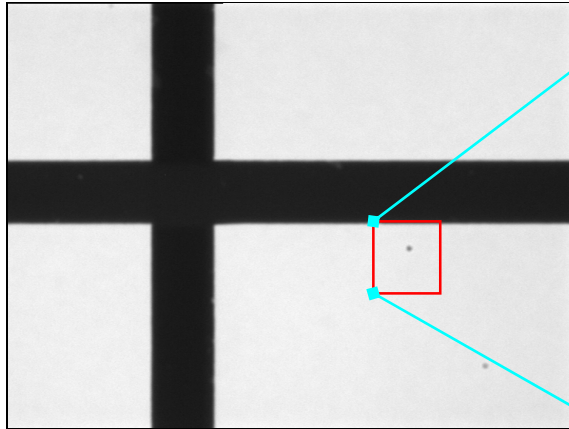


**Abb. 6.37c** Darstellung wie Abb. 6.37a (Objektivapertur 1,4; 21 Suchstrahlen und 1. Ableitung), aber bei einer Beleuchtungsapertur von 0,5 (Kohärenzparameter 0,36).

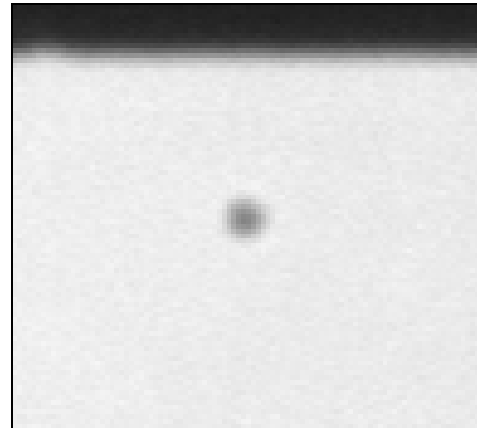


### 6.1.5 Untersuchungen an 2-dimensionalen Objekten

Da keine Proben mit definiert erstellten gerundeten Testobjekten zur Verfügung standen, wurde nach einem kleinen, kreisförmigen Artefakt gesucht. Die Abb. 6.38a/b zeigen einen derartigen Objektbereich mit dunklen, nahezu kreisförmigen Objekten, die einen Durchmesser von etwa 6–7 Pixeln besitzen. Bei der verwendeten Vergrößerung entspricht dieser Durchmesser etwa der benutzten Wellenlänge mit einem Schwerpunkt bei ca. 0,55  $\mu\text{m}$ .

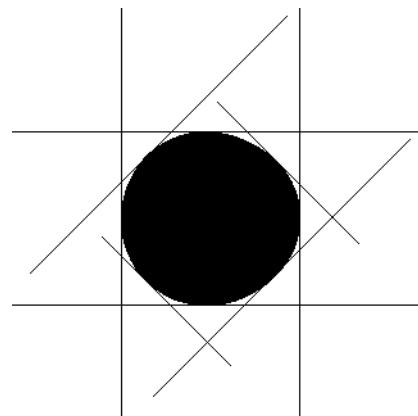


**Abb. 6.38a** Mikroskopbild mit kleinen, kreisförmigen Artefakten, aufgenommen mit einem Planachromat 50x/0,80 und 1,6facher Nachvergrößerung bei einer Beleuchtungsapertur von 0,6 (Kohärenzparameter 0,75). Der Pixelabstand beträgt 80 nm in der Objektebene.



**Abb. 6.38b** Bildausschnitt mit einem dunklen, kreisförmigen Objekt, das einen Durchmesser von etwa 7 Pixeln (560 nm) hat.

Die klassischen Untersuchungen erfolgten nach der Schwellwertmethode (Analog50%) an einer Messserie mit 115 Messzyklen. Der interessierende Bereich wurde jeweils 2-dimensional 20fach Spline interpoliert. Die Untersuchung erfolgte in der jeweiligen Best-Fokus-Ebene. Werden zwei Richtungen (X/Y-Richtung) betrachtet, ergibt sich ein mittlerer Durchmesser von 6,61 Pixel (529 nm) bei einer  $3\sigma$ -Standardabweichung von 0,41 Pixel (32,8 nm). Werden mithilfe der Diagonalen 4 Richtungen untersucht, bleibt der mittlere Durchmesser mit 6,62 Pixeln (530 nm) nahezu unverändert und auch die  $3\sigma$ -Standardabweichung verringert sich nur gering auf 0,40 Pixel (32,0 nm). Die Abb. 6.39 zeigt ein binäres Bild, das sich nach dem Einsatz des Schwellwertes ergibt mit den Linien für die erste Berührung entsprechend dem Verhalten eines virtuellen Messschiebers.



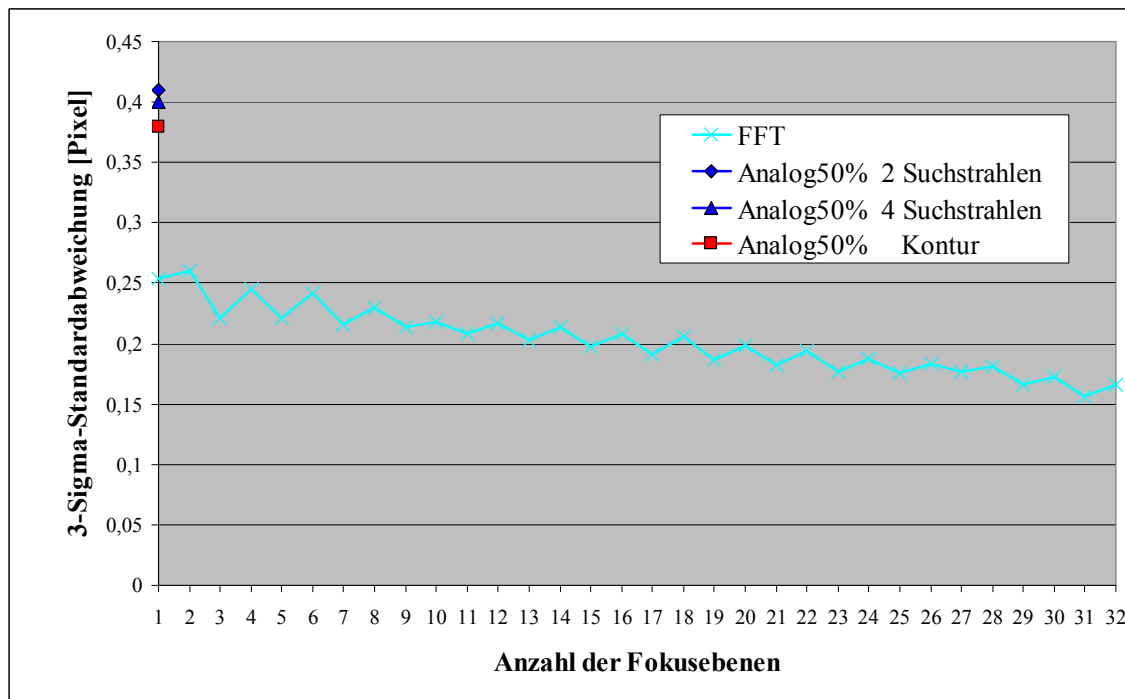
**Abb. 6.39** Binärbild nach dem 50%-Schwellwert mit der Durchmesserbestimmung in 4 Richtungen.

Unter der Annahme, dass die Objektform bekannt ist, können weitere Konturpunkte zur Mittelung des Durchmessers herangezogen werden. Eine Mittelung der gesamten Messserie spricht dafür, dass das hier benutzte Objekt nahezu als Kreis angesehen werden kann. Die Längen der Konturen liegen in einem Bereich von 500–560 Pixeln. Der *Best-Fit*-Kreis aller Konturpunkte besitzt einen Durchmesser von 6,56 Pixel (525 nm).



bei einer  $3\sigma$ -Standardabweichung von 0,38 Pixel (30,4 nm). Durch die Hinzunahme von mehr als 500 Konturpunkten konnte somit nur eine sehr geringe Verringerung der Standardabweichung erreicht werden.

Soll das Verfahren der extrafokalen Korrelation zur Anwendung kommen, müssen zum einen Erwartungswerte für die verschiedenen Fokusebenen erzeugt werden, was hier durch Mittelung über die Messserie erfolgte. Weiterhin müssen aus dieser einen Mittelung viele, parametrisierte Sätze von Erwartungswerten erzeugt werden. Da hier ein Durchmesser bestimmt werden soll, wurden mittels 19facher bis 21facher, 2-dimensionalen Spline-Interpolation insgesamt 65 verschiedene Sätze von Erwartungswerten erzeugt. Die  $\pm 5\%$  Durchmesseränderung stellen sicher, dass die beste Korrelation immer sicher mit einem in diesem Bereich liegenden Satz von Erwartungswerten erzielt werden kann. Der Abstand benachbarter Zustände entspricht hier einer Durchmesseränderung von 0,0107 Pixel (0,856 nm). Eine Durchmesserbestimmung durch das Verfahren der extrafokalen Korrelation erfolgte als Korrelationsrechnung mit jeweils allen Sätzen von parametrisierten Erwartungswerten, wobei die beste Korrelation dann den Durchmesser definiert. Die Abb. 6.40 zeigt einen Vergleich von klassisch in der Best-Fokus-Ebene gewonnen Standardabweichungen der Messserie mit denen, die durch extrafokale Korrelation erzielt wurden. Die *Fourier*-Kreuzkorrelation erfolgte mit Datenformaten von  $512 \times 512 \times 1$  bis  $512 \times 512 \times 32$ . Im gesamten betrachteten Bereich konnte eine Verringerung der Standardabweichung mit wachsender Anzahl der Fokusebenen beobachtet werden. Da die ungeraden Anzahlen hier besser der Struktur: *Best-Fokus-Ebene*  $\pm N$  zusätzliche Ebenen entspricht, sind diese offensichtlich günstiger als benachbarte gerade Anzahlen von Fokusebenen.

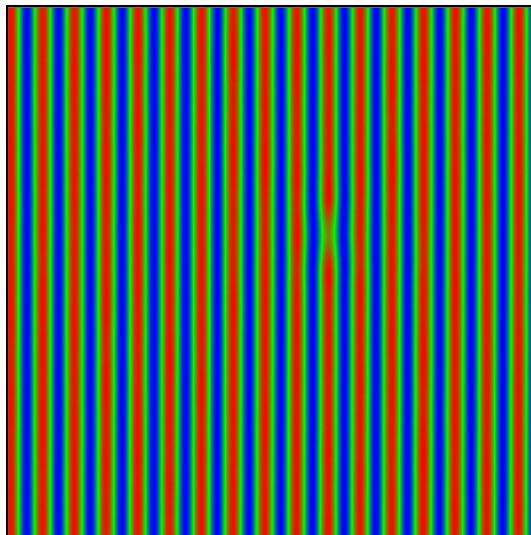


**Abb. 6.40** Vergleich von klassisch in der Best-Fokus-Ebene gewonnenen  $3\sigma$ -Standardabweichungen bei der Durchmesserbestimmung mit denen, die durch *Fourier*-Kreuzkorrelation erzielt wurden. Korreliert wurden die 1. Ableitungen mit jeweils  $f'_x + f'_y$  im Realteil und  $f'_x - f'_y$  im Imaginärteil.

## 6.2 Daten eines DUV-Mikroskopsystems

Für einen Verfahrenstest standen Bilddaten zur Verfügung, die mit einem speziellen Durchlichtmikroskop für die Halbleiterindustrie erstellt wurden [6.2]. Die Arbeitswellenlänge des Systems betrug 193 nm. Die Bilddaten lagen in einem systemeigenen Datenformat vor. Der effektive Dynamikumfang betrug 13 Bit. Jeder Messzyklus bestand aus einer Serie von jeweils 7 Einzelbildern im Format  $568 \times 568$  Pixel, was bei einer Z-Schrittweite von  $2,1 \mu\text{m}$  einem Fokusbereich von  $\pm 6,3 \mu\text{m}$  entspricht. Die aktive numerische Apertur des Objektivs betrug 0,19. Das Objektiv besitzt zwar nur eine 10fache Vergrößerung, durch eine extrem hohe Nachvergrößerung im Videoadapter wird aber eine objektseitige Pixelgröße von nur  $17,6 \text{ nm}$  erzielt. Als Objekt wurde eine  $\text{MoSi}^1$ -Maske mit *Lines & Spaces*-Strukturen im Verhältnis 1:1 bei einem *half-pitch* von  $280 \text{ nm}$  benutzt. An sechs aufeinanderfolgenden Tagen wurden jeweils drei Messzyklen aufgenommen. Abb. 6.41 zeigt die Falschfarbendarstellung eines typischen Best-Fokus-Bildes. Anhand eines leicht detektierbaren opaken Defektes in einem transparenten Bereich erfolgte das Alignment der 18 Messzyklen. Analog zum Abschnitt 6.1 werden die opaken Bereiche als Linien betrachtet. Problematisch ist hierbei wieder, dass mit zunehmender Sicherheit der Bestimmung der Linienbreite in Bereichen mit starken Änderungen der Linienbreite der Alignmentfehler sichtbar werden muss.

Nach dem Alignment der 18 Messzyklen ergibt sich ein gemeinsamer Bildbereich, der es gestattet 14 opake Linien zu vermessen und jeweils 500 unterschiedliche Y-Positionen auszuwählen. Somit können pro Messzyklus 7000 Linienbreiten bestimmt werden. Zur Verringerung des Alignmentfehlers erfolgt immer eine Mittelung über die Rohdaten von drei Y-Positionen. Zur Definition der Testfunktionen wurde über alle verfügbaren Kanten gemittelt.



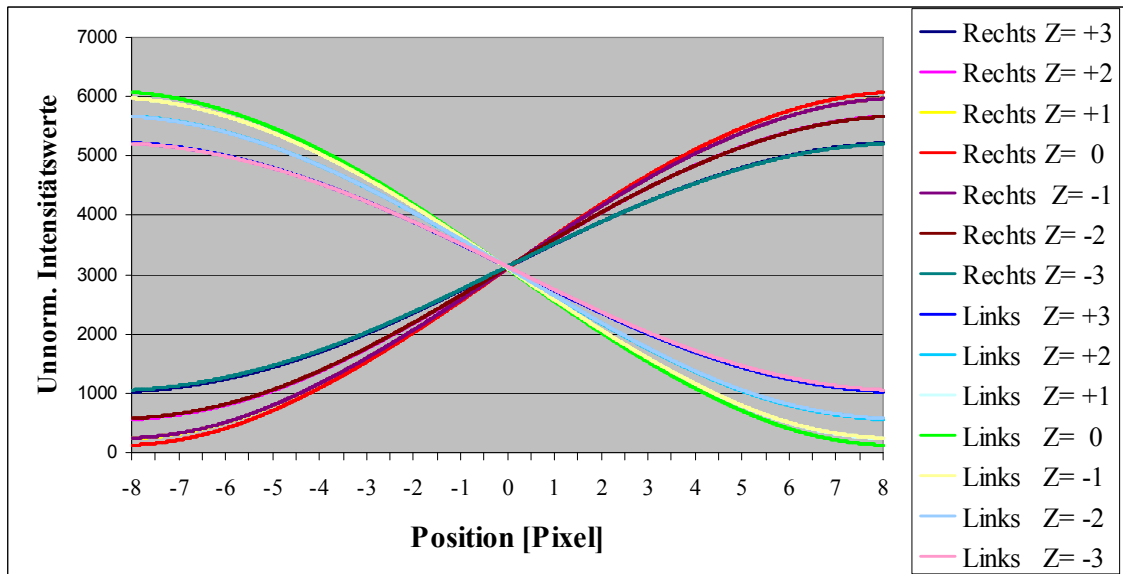
**Abb. 6.41** Mikroskopbild der L/S-Teststruktur in Falschfarbendarstellung (dunkel: blau, hell: rot) mit einem objektseitigen Bereich von  $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ . Die deutlich erkennbare Unterbrechung der „roten Linie“ bedeutet, dass dort der helle, transparente *Space*-Bereich gestört ist, d. h., die beiden benachbarten dunklen, opaken *Lines*-Bereiche sind verbreitert.

Die Abb. 6.42a/b zeigen die gemittelten linken und rechten Kantenintensitäten bzw. deren 1. Ableitungen. Da es wegen der periodischen Struktur bei diesen geringen Linienbreite zu keiner Ausbildung von Plateaus kommt, wurde bei den klassischen Ver-

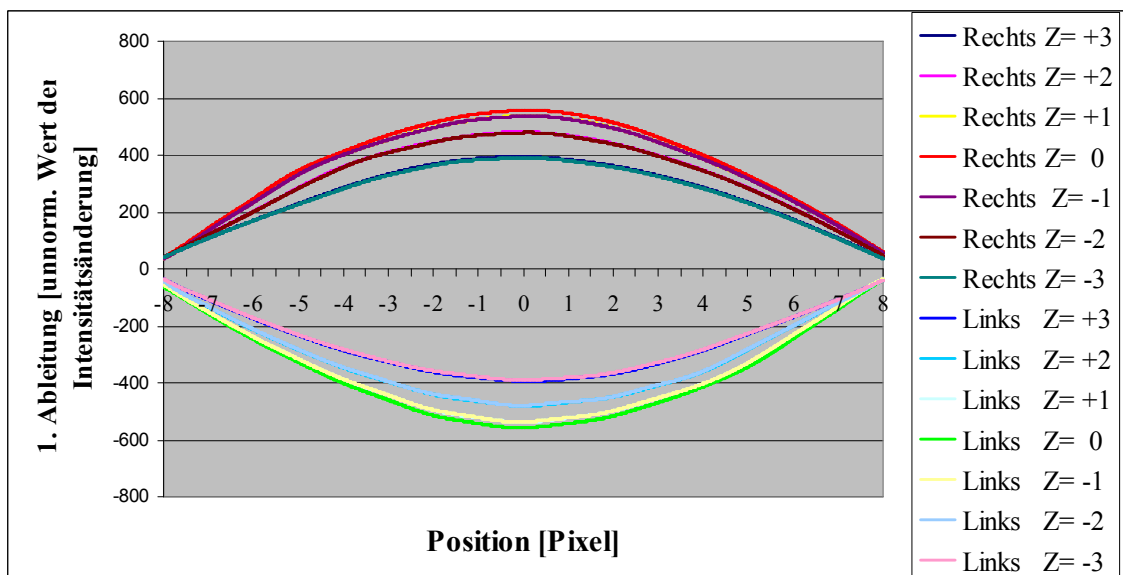
<sup>1</sup> Molybdänsilizid ist ein Material, das bei 193 nm eine Teiltransparenz besitzt. Die MoSi-Schichtdicke wird bei phasenschiebenden Masken so eingestellt, dass beim Durchgang eine Phasendrehung von  $180^\circ$  eintritt, was dann zu einer Transmission von ca. 6% führt [6.3].

fahren nur der 50%-Schwellwert in der Best-Fokus-Ebene angewandt. Abb. 6.43a zeigt die mittleren Linienbreiten über 18 Messserien nach dem Analog50%-Verfahren mit den beiden erwarteten Peaks in den Linien Nr.9 und Nr.10. Als extrafokales Korrelationsverfahren kam das extrafokale LSM-Verfahren zum Einsatz, wobei eine Glättung der 1. Ableitung durch eine gleitende Mittelung über  $\pm 3$  Pixeln notwendig wurde.

Abb. 6.43b zeigt die mittleren Linienbreiten über die 18 Messzyklen nach dem LSM-Verfahren mit den beiden Peaks in den Linien Nr.9 und Nr.10. Es zeigt sich, dass die unterschiedlichen Kantendefinitionen über Schwellwerte bzw. Wendepunkte der Intensitätsverläufe, die Art der Abbildung und die extremen Objekte hier zu deutlich ver-

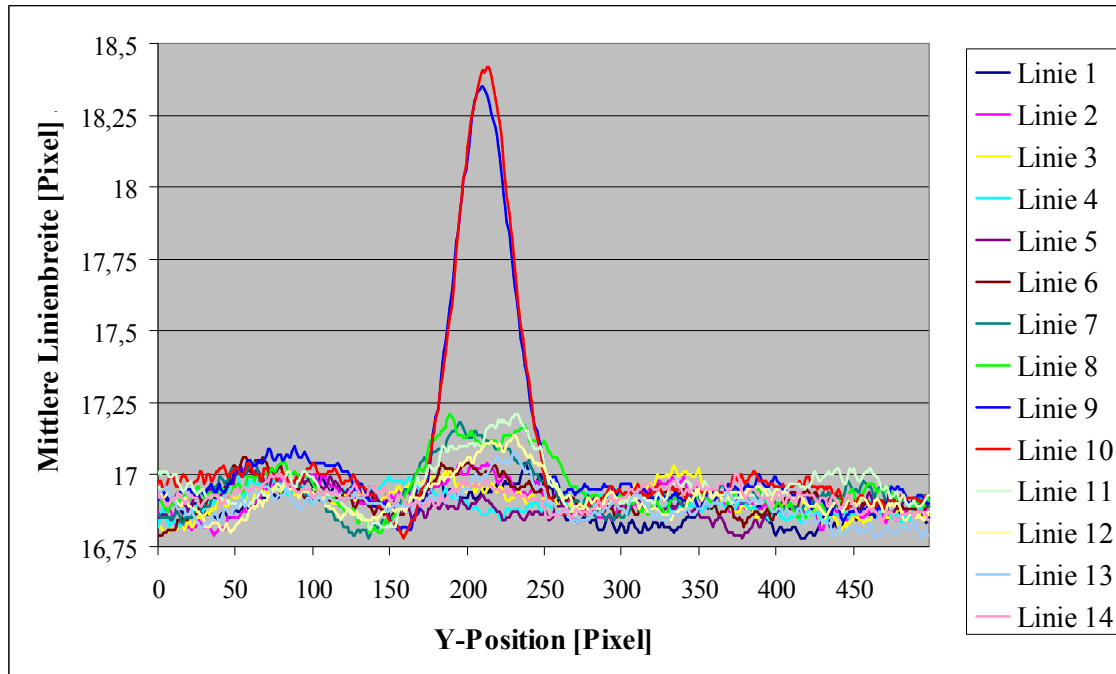


**Abb. 6.42a** Verlauf der mittleren Intensitäten der linken und rechten Kanten für verschiedenen Fokusebenen. Die Null-Position ist jeweils durch den Schwellwert 50% definiert. Die notwendigen Minimal- und Maximalwerte wurden aus dem Grauwerte Histogramm abgeleitet, wobei jeweils 40000 Ereignisse kleiner bzw. größer als der Minimal- bzw. Maximalwert sind. Alle Messdaten wurden 100fach interpoliert.

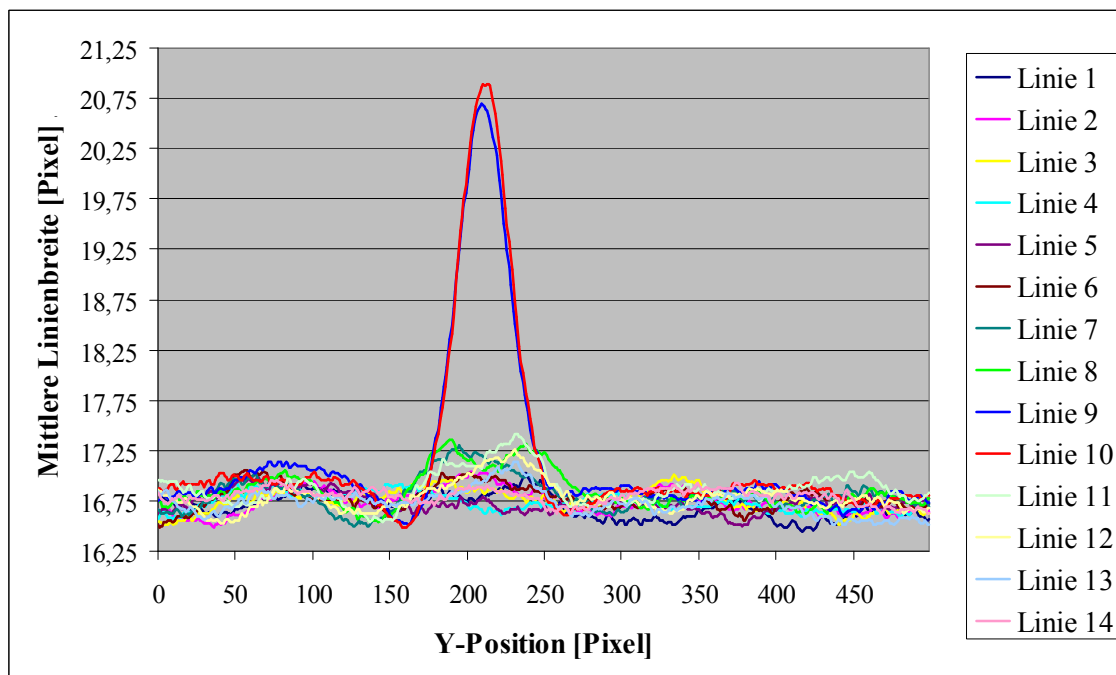


**Abb. 6.42b** Mittlerer Verlauf der 1. Ableitung der Intensitäten der linken und rechten Kanten für verschiedenen Fokusebenen entsprechend Abb. 6.39a.

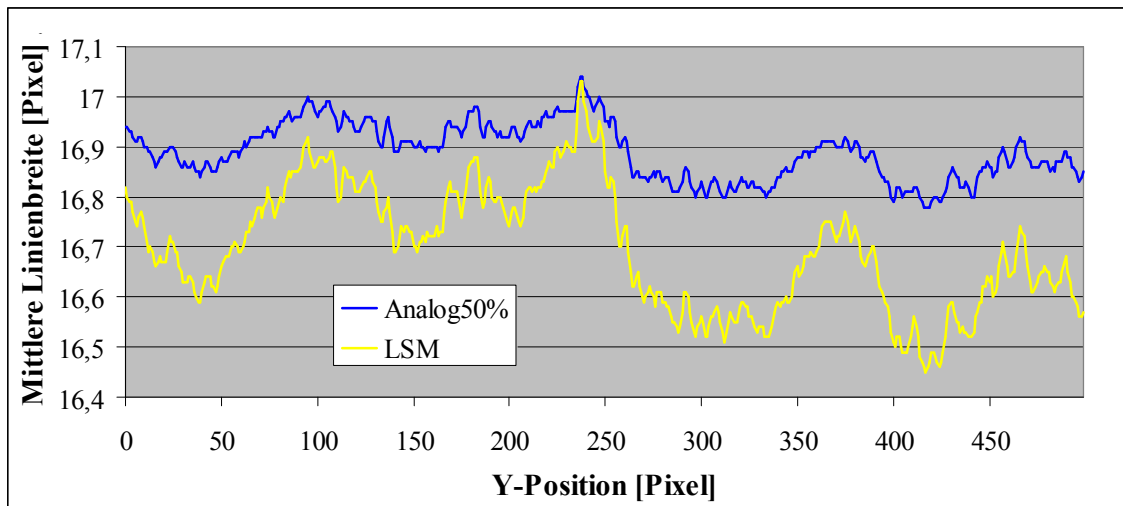
schiedenen Linienbreiten führen. Der Gesamtverlauf ist aber selbst noch in kleinen Details sehr ähnlich. Dies wird auch durch den Vergleich von Einzellinien bestätigt (Abb. 6.44). Daher ist es möglich, eine entsprechende Normierung vorzunehmen. Die Abb. 6.45a/b und Abb. 6.46a/b zeigen solche normierten Bilder der Verteilung der bestimmten mittleren Linienbreiten nach beiden Verfahren und deren Standardabweichungen.



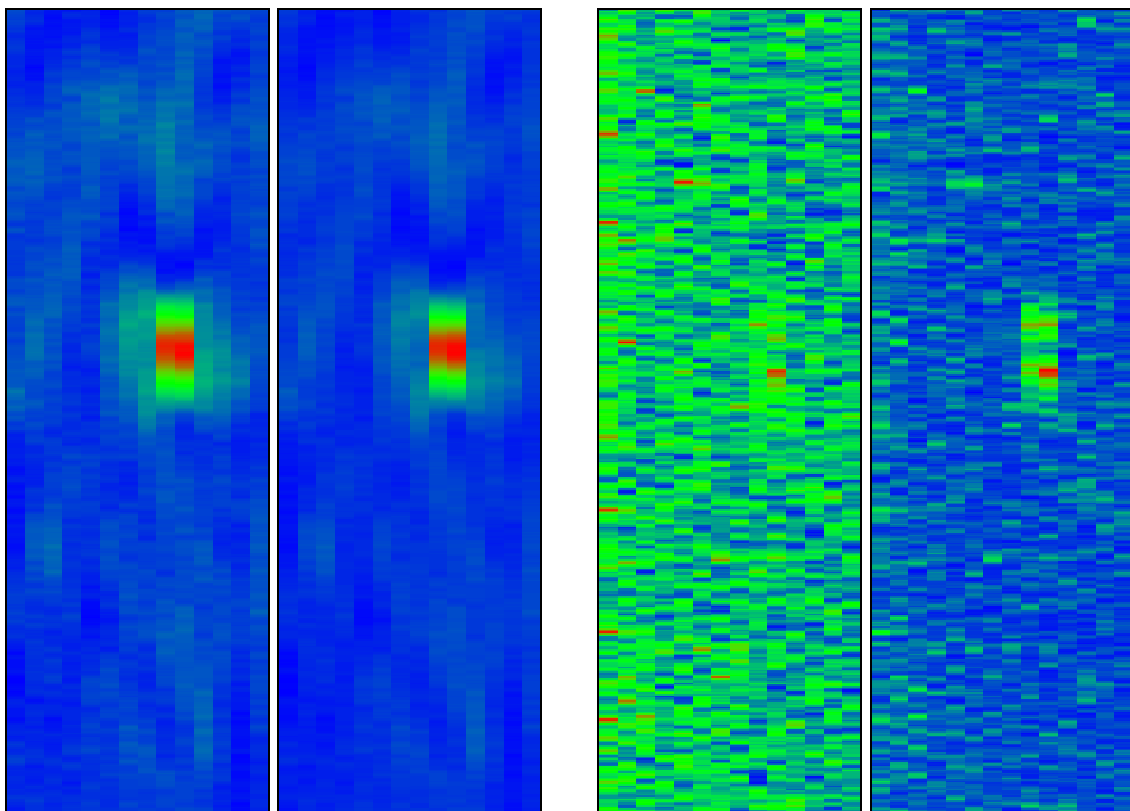
**Abb. 6.43a** Mittlere Linienbreite bestimmt mit dem Analog50%-Verfahren. Dargestellt sind 7000 Werte aus 14 Linien mit jeweils 500 Positionen.



**Abb. 6.43b** Darstellung wie Abb. 6.43a, aber nach dem extrafokalem LSM-Verfahren bearbeitet.



**Abb. 6.44** Darstellung der beiden Linien Nr. 1 aus den Abb. 6.43a/b.



**Abb. 6.45a** Analog50% **Abb. 6.45b** LSM  
2D-Verteilung der mittleren Linienbreiten in Falschfarbendarstellung (Minimalwert: blau, Maximalwert: rot). Das Bild repräsentiert 7000 Mittelwerte: in der X-Richtung 14 Einzellinien und in der Y-Richtung 500 Positionen (X-Richtung daher stark gestreckt).

**a** klassische Verfahren: Analog50%

**b** extrafokales LSM-Verfahren mit 7 Ebenen

**Abb. 6.46a** Analog50% **Abb. 6.46b** LSM  
2D-Verteilung der normierten 3-Sigma-Standardabweichungen der Linienbreite in Falschfarbendarstellung (Minimalwert: blau, Maximalwert: rot). Die Normierung erfolgte entsprechend des Dynamikumfangs der mittleren Linienbreiten. Dimensionen entspr. Abb. 6.45a/b.

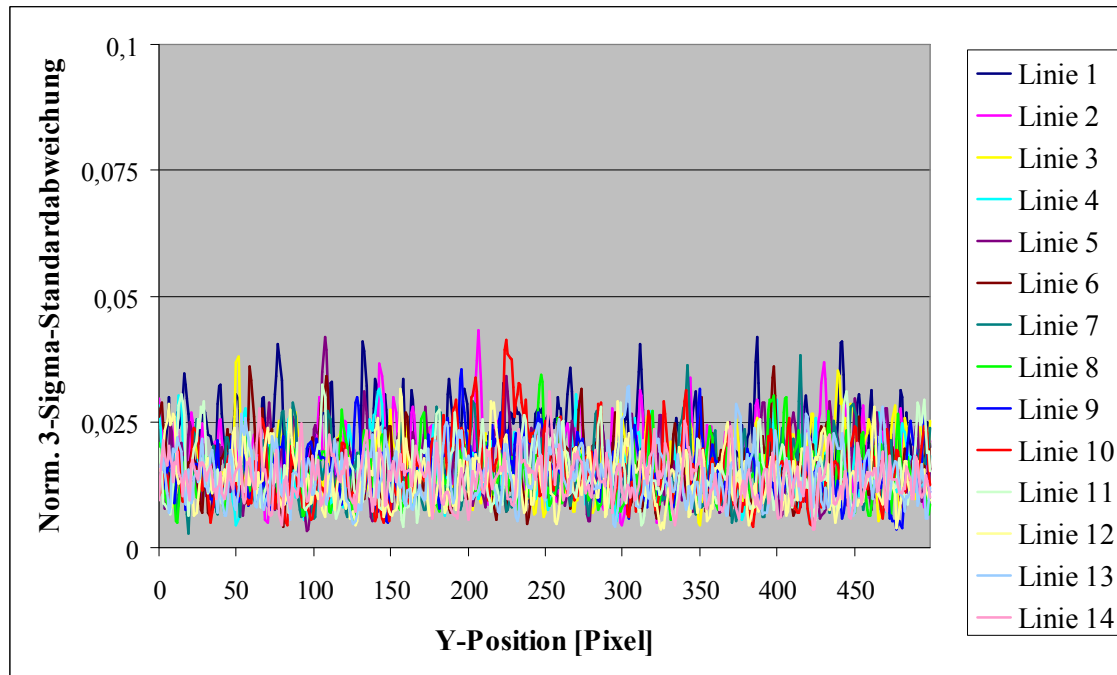
**a** klassische Verfahren: Analog50%

**b** extrafokales LSM-Verfahren mit 7 Ebenen

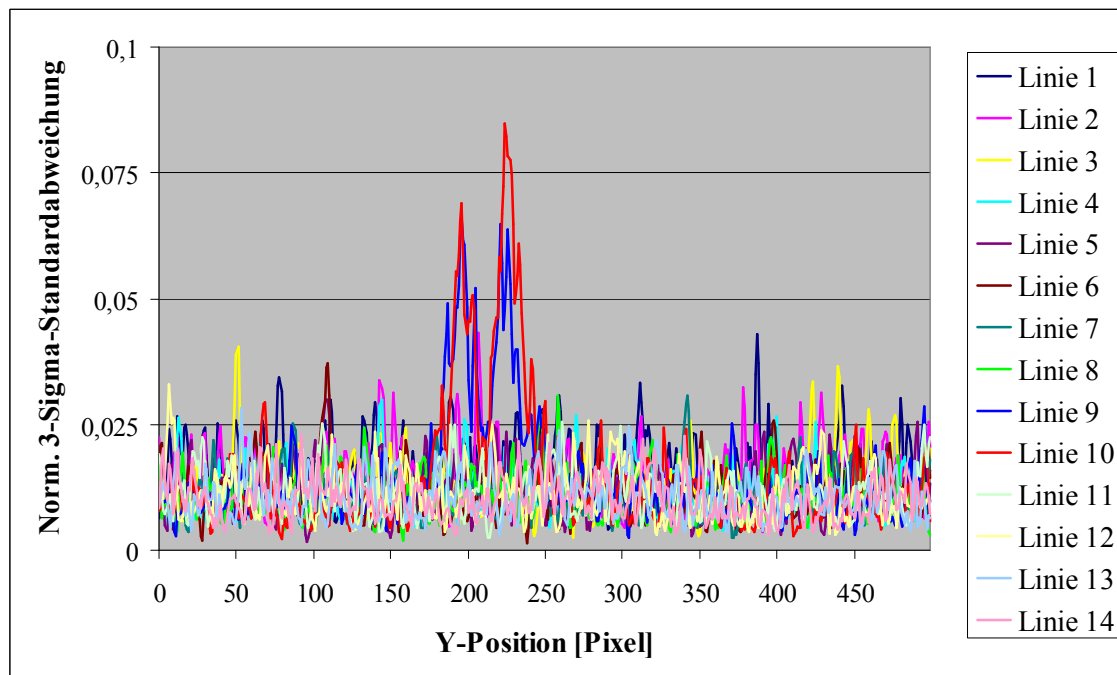
Wird die Normierung gleichfalls bei den Standardabweichungen benutzt, ergeben sich die Abb. 6.47a/b für die normierten Standardabweichungen, wobei der Mittelwert für das Analog50%-Verfahren 0,0157 beträgt und dieser mit dem extrafokalen LSM-

Verfahren auf 0,0123 gesenkt werden konnte. Die 2-dimensionalen Darstellungen der Verteilungen (Abb. 6.45a/b–6.46a/b) offenbaren insbesondere beim extrafokalen LSM-Verfahren die Alignment-Problematik als dominierende Fehlerquelle.

Wünschenswert wäre hier eine weitere Überprüfung des extrafokalen LSM-Verfahrens mit Proben die über definierte Abstufungen der Linienbreiten, breitere Strukturen, die Plateaus ausbilden können, und günstigere Alignment-Marken verfügen. Gleichfalls sollten die Messzyklen auch mehr Fokalebenen beinhalten.



**Abb. 6.47a** Normierte 3-Sigma-Standardabweichungen der Linienbreite bestimmt mit dem Analog50%-Verfahren. Die Normierung erfolgte entsprechend des Dynamikumfangs der mittleren Linienbreiten. Dargestellt die 7000 Werte aus 14 Linien mit jeweils 500 Positionen; Mittelwert: 0,0157.



**Abb. 6.47b** Wie Abb. 6.47a, aber mit dem extrafokalen LSM-Verfahren bearbeitet; Mittelwert: 0,0123.

### 6.3 Vergleichende Betrachtung der Ergebnisse

Zur Untersuchung standen zwei modifizierte Mikroskopsysteme zur Verfügung, die an die entsprechenden Aufgabenstellungen angepasst werden konnten. Das schwerere *JENATECH-inspection* System konnte mit Auf- und Durchlicht betrieben werden. Die Objektivapertur war hier auf maximal 0,8 und die Beleuchtungsapertur auf maximal 0,6 begrenzt. Das leichtere *RML-5* Mikroskop konnte nur im Durchlicht betrieben werden. Durch beidseitige Öl-Immersion waren aber Objektivaperturen von bis zu 1,4 und Beleuchtungsaperturen von bis zu 1,2 möglich. Beide Mikroskope verfügten nur über Objektive mit für diese Untersuchungen ausreichenden Bildgüten im grünen Spektralbereich. Gleichfalls war eine umfangreiche Messserie eines kommerziellen DUV-Durchlichtmikroskops verfügbar, die dasselbe Objekt über mehrere Tage erfasste. Die Objektivapertur betrug zwar nur 0,19, dafür wurde aber mit einer Wellenlänge von 193 nm gearbeitet und ein phasenschiebendes Objekt benutzt.

Mit den Bilddaten der drei Systeme wurden für opake Linien im Durchlicht Linienbreiten bestimmt und deren Standardabweichungen untersucht. Es konnte immer gezeigt werden, dass durch die Einbeziehung extrafokaler Ebenen eine Verringerung der Standardabweichung möglich ist. Die untersuchten Verfahren besitzen für die einzelnen optischen Systeme unterschiedliche optimale Parameterbereiche.

Bei überwiegend inkohärenter Beleuchtung kann durch einfache Mittelung über verschiedene Fokusebenen schon bei den klassischen Verfahren eine Verringerung der Standardabweichung erzielt werden. Die mittlere Linienbreite ist aber dann nicht unabhängig von der Anzahl der verwendeten Fokusebenen. Extrafokale Korrelationsverfahren zeigten hier bezüglich der Anzahl der Fokusebenen deutlich unabhängiger mittlere Linienbreiten. Als günstigstes Verfahren stellte sich eine Methode, beruhend auf der Suche nach den kleinsten Fehlerquadraten (LSM) der 1. Ableitung der Intensität heraus.

Bei überwiegend kohärenter Abbildung konnte gezeigt werden, dass höhere Kantensteilheiten zu erwarten sind. Wegen der Oszillationen an den Rändern ist die einfache Mittelung für die klassischen Verfahren nicht vorteilhaft. Die extrafokalen Korrelationsverfahren können aber diese Oszillationen in den Testfunktionen berücksichtigen und sie daher auch für die Verringerung der Standardabweichung nutzen. Wenn die Vorteile der Kohärenz genutzt werden sollen, bestehen aber hohe Anforderungen an die mechanische Stabilität, die optische Sauberkeit und die Beleuchtungsstärke des Systems. Daher konnten hier nur in einem geringen Parameterbereich Vorteile nachgewiesen werden.

Die geringere Standardabweichung bei der Nutzung der extrafokalen Ebenen zeigt sich auch bei der Arbeit mit nur einem Suchstrahl, was z. B. bei der Vermessung von Defekten oder Kantenrauheiten notwendig ist. Sowohl an dem eigenen Mikroskopsystem, als auch bei den DUV-Daten konnte eine Verringerung der Standardabweichung durch das extrafokale LSM-Verfahren erzielt werden. Beim *JENATECH-inspection* wurde ein maximaler Faktor von 0,55 erzielt (siehe Abb. 6.32b). Bei den DUV-Daten konnte im Mittel ein Faktor von 0,78 über alle Daten, bzw. von 0,75, wenn das Alignment-Problem berücksichtigt wird, erzielt werden (siehe Abb. 6.43a/b).

## 6.4 Literaturverzeichnis

- [6.1] Geller, W.; et al.: *Lexikon der Mathematik*. 3. Auflage; S. 299–300; (1981); VEB Bibliographisches Institut; Leipzig.
- [6.2] Anonymisiert: *CD-Bilddaten Wiederholungsmessungen 070711*. (2006).
- [6.3] Wong, A. Kwok-Kit: *Resolution enhancement techniques in optical lithography*. Tutorial Texts in Optical Engineering, Volume TT47; S. 148; (2001); SPIE Press; Bellingham, WA, USA.



## 7 ZUSAMMENFASSUNG, SCHLUSSFOLGERUNGEN UND AUSBLICK

In dieser Arbeit wurde ein extrafokales Korrelationsverfahren vorgeschlagen, das im Vergleich zu klassischen Verfahren eine exakte Detektion von Kantenpositionen gestattet. Dies wird dadurch erreicht, dass weitere Messwerte aus lateralen X/Y- und axialen Z-Bereichen mit im Detektionsalgorithmus berücksichtigt werden. Die Berücksichtigung erfolgt durch eine Korrelation mit bekannten Erwartungswerten. Dabei ist die genaue Kenntnis über die Best-Fokus-Lage nicht notwendig, da das Verfahren selbst eine Z-Position als Ergebnis der Korrelation liefert. Selbst wenn durch eine ausgedehnte Objektgeometrie keine Definition einer einzelnen Best-Fokus-Ebene möglich ist, ist das Verfahren einsetzbar, wenn die Erwartungswerte die Geometrie berücksichtigen können.

Am Beispiel der Bestimmung der Kantenposition wurde gezeigt, dass es durch das Verfahren der extrafokalen Korrelation möglich ist,

1. weitere laterale Bereiche mit in die Detektion einzubeziehen, und so auch die bei partiell-kohärenter Beleuchtung auftretenden Oszillationen in den Randbereichen zu berücksichtigen und
2. nicht in der Ebene des besten Fokus liegende Bereiche gleichfalls einzubeziehen und so die Anzahl der beteiligten Messwerte drastisch steigern zu können.

Einen Ausblick auf weitere Einsatzmöglichkeiten des Verfahrens gebend, werden dann erfolgreich Untersuchungen an einem opaken Kreis als Beispiel für die Anwendung an einem 2-dimensionalen Objekt gezeigt.

Die Arbeit gliedert sich in drei Hauptbereiche. Sie beginnt mit theoretischen Vorüberlegungen, denen sich numerische Simulationen anschließen, und endet mit experimentellen Untersuchungen. Die theoretischen Vorüberlegungen beginnen mit Begriffsklärungen, speziell zum Begriff der Kante in der Digitalen Bildverarbeitung. Dem schließen sich Ausführungen zu Kantensensoren, speziell zu optischen Flächensensoren an, bevor auf Probleme bei der Detektion von Kanten mit optischen Messmaschinen eingegangen wird.

In einem umfangreichen Kapitel wird auf grundsätzliche Systemkomponenten optischer Messmaschinen eingegangen. Wesentliche Bestandteile wie das Lichterzeugungssystem, das optische Abbildungssystem, mechanische und die Umwelt abschirmende Komponenten werden mit ihren Wirkungen auf die Messwerte diskutiert und an entsprechenden Stellen wird der Bezug zu den für diese Arbeit modifizierten Mikroskopen hergestellt. Insbesondere wird auf Modelle und Eigenschaften für das physikalische Phänomen des Lichts eingegangen und es werden Theorien zur optischen Abbildung mit ihren Einsatzgebieten diskutiert. Speziell wird auf die *Fourier*-Optik, als für diese Arbeit benutzte Methode zur Abbildungssimulation, eingegangen. Besondere Bedeutung in dieser Arbeit hat die Kohärenz als Eigenschaft des Lichts mit ihrer Wirkung bei der optischen Abbildung. Diese Eigenschaft ist besonders wichtig, da die Mehrzahl der höherauflösenden optischen Mikroskopabbildungen praktisch partiell-kohärent ist. Die

in den 80er Jahren des letzten Jahrhunderts in theoretischen Arbeiten vorhergesagten größeren Kantensteilheiten in den Intensitätsverläufen bei Mikroskopabbildungen mit kohärenter gegenüber inkohärenter Beleuchtung wurden im Rahmen dieser Arbeit experimentell mit unterschiedlichen Mikroskopierv Verfahren und Objektiven nachgewiesen. D. h., sowohl die höhere Kantensteilheit, als auch die Einbeziehung der Oszillationen sollte der extrafokalen Korrelation Vorteile gegenüber klassischen Verfahren verschaffen, was in Simulationen und Experimenten bestätigt werden konnte. Es wird aber auch dargelegt, dass bei einer partiell-kohärenten Abbildung erhöhte Anforderungen bezüglich Lichtenergie, mechanische Stabilität und optische Justage an das Messsystem gestellt werden müssen. Anhand der allgemeinen Komponenten wird jeweils ein Bezug zu den Modifikationen hergestellt, die an den für diese Arbeit benutzten zwei Mikroskopsystemen vorgenommen wurden.

Da das laterale und das axiale optische Auflösungsvermögen wichtig für die extrafokale Korrelation sind, wird im Grundlagenteil auch explizit auf diese Begriffe eingegangen. Insbesondere wird kritisch auf die Problematik des klassischen *Abbeschen* Auflösungstheorem bei quantitativ erfassenden Sensoren hingewiesen. Wichtig für die Diskussion dieser Arbeit sind aber auch die Begriffe Strukturbreite und Schärfentiefe, auf die eingegangen wird.

Für diese Arbeit wurden ein *Zeiss JENATECH-inspection* und ein *Askania RML-5* mechanisch, optisch bzw. elektronisch modifiziert und mit Steuer- und Bildaufnahme-technik versehen. Der wesentliche mechanische Eingriff war die Nachrüstung mit einem motorischen Z-Trieb, für dessen 5-Phasen-Schrittmotor eigens eine Steuereinheit mit Leistungstreiber, Mikrocontroller und Firmware entwickelt werden musste. Als zusätzliche optische Komponenten wurden für die Systeme spezielle Videoadapter erstellt, die eine möglichst hohe optische Nachvergrößerung gestatteten. Die wesentliche elektronische Modifikation erfolgte im Umbau der Beleuchtung, die mit einer stabilen, einstellbaren Konstantstromversorgung versehen wurde. Maßnahmen zur Schwingungs- und thermischen Isolierung verbesserten zusätzlich die Systemstabilität.

Die Bildaufnahme und Datenauswertung erfolgte auf getrennten Rechnersystemen, die über ein Netzwerk verbunden wurden. Dadurch konnten parallel Messserien über lange Zeiträume aufgenommen und mehrtätige Auswertungsrechnungen abgearbeitet werden. Die notwendige Speicherung des umfangreichen Bildmaterials erfolgte auf entsprechend großen Festplatten. Der Rechner, der zur Datenauswertung bestimmt war, wurde als besonders leistungsfähiges Mehrprozessorsystem aufgebaut.

Nachdem der Einfluss der optischen und mechanischen Komponenten auf die Messwerte und die im Rahmen dieser Arbeit getroffenen Maßnahmen zur Minimierung oder Kompensation diskutiert wurden, folgt ein Abschnitt, in dem auf notwendige numerische und mathematische Hilfsmittel eingegangen wird. Dies betrifft Programmier-techniken, wie die Parallelverarbeitung, aber auch die Nutzung von optimierten Software-Bibliotheken zur schnellen diskreten *Fourier*-Transformation und auch die universelle Methode der kleinsten Fehlerquadrate.

Anschließend wurde ausführlich das vorgeschlagene Verfahren zur extrafokalen Korrelation mit seinen Vorteilen und Beschränkungen erläutert. Umfangreiche Simulationsrechnungen mit 2- und 3-dimensionalen Korrelationen bekräftigen den theoretischen

Ansatz und liefern Parameterbereiche für die anschließenden experimentellen Untersuchungen. Verschiedene klassische Verfahren wurden dann anhand von realen Messserien der modifizierten Mikroskopsysteme mit der extrafokalen Korrelation verglichen. Die Untersuchungen erfolgten an einer etwa  $7\mu\text{m}$  breiten, opaken Chromlinie im Durchlicht, wobei durch linke und rechte Kanten Linienbreiten definiert sind, die – an der gleichen Position gemessen – als konstant betrachtet werden konnte. Ein Messzyklus bestand immer aus 201 Fokusebenen und eine Messserie immer aus etwa 100 Messzyklen, d. h., sie spiegelt etwa 10–12 Stunden Betriebszeit des Systems wieder. Durch die Einbeziehung extrafokaler Bildebenen konnte immer eine Verringerung der Standardabweichung erzielt werden. Dies gelang auch durch Mittelung über die Z-Ebenen bei den klassischen Verfahren. Doch nur mit der extrafokalen Korrelation bleibt die so bestimmte mittlere Linienbreite nahezu unabhängig vom Z-Bereich. Mit zunehmenden kohärenzbedingten Oszillationen und realen Asymmetrien wächst die Drift der mittleren Linienbreiten bei den klassischen Verfahren an. Die extrafokalen Korrelationen driften nicht, da die Erwartungswerte, mit denen korreliert wird, die Oszillationen und Asymmetrien berücksichtigen können. In weiten Parameterbereichen konnten mit der extrafokalen Korrelation geringere Standardabweichungen als mit Mittelung und klassischen Verfahren erzielt werden. Die absolut kleinsten Standardabweichungen wurden zwar bei hoher Inkohärenz gemessen, was wahrscheinlich an der begrenzten Lichtintensität der vorhandenen Beleuchtungen und mechanischen Ablauffehlern der Z-Achse lag, bei höherer Kohärenz stellten sich günstigere Werte aber bereits bei deutlich weniger beteiligten Z-Ebenen ein. Bei kleinen Rauschanteilen und großen Anzahlen von Fokusebenen zeigte die Fourier-Kreuzkorrelation im Vergleich zur Methode der kleinsten Fehlerquadrate zunehmend schlechtere Standardabweichungen. Auch bei sich lokal ändernden Linienbreiten und hoch-aperturigen Immersionssystem konnten die Vorteile der extrafokalen Korrelation bei der Detektion von Kantenpositionen gezeigt werden. Diese Untersuchungen im sichtbaren Spektralbereich konnten mit Analysen von Langzeitmessserien, die mit einem kommerziellen 192 nm Ultraviolett-Mikroskop gewonnen wurden, untermauert werden. Auch an  $1:1\text{-}L\&S$ -Strukturen mit 280 nm *half-pitch* konnte im Mittel eine Verringerung der Standardabweichung auf 78 % erzielt werden, obwohl diese kleinen Strukturen ohne Oszillationen für das Verfahren nicht optimal waren.

Eine wichtige Rolle für die Korrelationsverfahren spielen Test- oder Erwartungswerte, die für den Vergleich benutzt werden. Diese Werte wurden in der vorliegenden Arbeit für die Kanten-Simulationen mittels *Fourier*-Optik-Theorie und Annahmen zur optischen Übertragungsfunktion berechnet, bzw. bei den experimentellen Untersuchungen durch Mittelung über große Bereiche und ganze Messserien erstellt. In der Arbeit wurde auch untersucht, wie das Verfahren auf Approximationen der Erwartungswerte reagiert. Hierbei zeigt sich, dass bei Polynom-Approximationen relativ hohe Polynomgrade notwendig sind, während bei einer Näherung über *Fourier*-Reihen relativ wenig Parameter ausreichend waren.

Über die Detektion von einfachen Kanten hinausgehend wurde in Simulationen und experimentellen Messungen gezeigt, wie das Verfahren der extrafokalen Korrelation bei komplexeren 2-dimensionalen Objekten angewendet werden kann. Dazu erfolgte mit parametrisierten Sätzen von Erwartungswerten, die verschiedenen Durchmessern ent-

sprechen, eine 3-dimensionale Korrelation. Die Simulationen zeigten erhebliche Verringerungen der zu erwartenden Standardabweichungen gegenüber klassischen Verfahren in der Best-Fokus-Ebene, die im realen Experiment durch eine Halbierung der Standardabweichung auch bestätigt werden konnte.

Aus dieser Arbeit ergeben sich folgende Schlussfolgerungen: Wenn in einem optischen Messsystem, das Kantendetektion betreibt oder Objekte vermisst, 3-dimensionale Bilddaten erzeugt werden und gleichfalls stabile Verhältnisse bezüglich der Abbildung und den möglichen Objekten vorliegen, sollte geprüft werden, ob durch das vorgestellte Verfahren die Reproduzierbarkeit erhöht werden kann. Das Verfahren der extrafokalen Korrelation erleichtert auch die Auswertung von Bilddaten, die mit einer partiell-kohärenten Beleuchtung entstanden sind. Es kann also auch geprüft werden, ob eine Erhöhung der Kohärenz für das konkrete System vorteilhafter ist. Es ist aber zu beachten, dass das vorgestellte Verfahren besondere Anforderungen an die Mechanik und optische Justage des Systems stellt, so sind scheinbare laterale Bewegungen in der X/Y-Ebene während der Z-Bewegung äußerst problematisch.

Abschließend kann man feststellen, dass sich mit dem weiteren Anwachsen von kostengünstiger numerischer Verarbeitungsleistung, z. B. durch den Einsatz von Mehrprozessorsystemen und Cell-Prozessoren, auch breitere Einsatzmöglichkeiten für die extrafokale Korrelation mit parametrisierten Erwartungswerten ergeben werden. Interessante Impulse sind auch zu erwarten, wenn Kamerasysteme zur Verfügung stehen sollten, die simultan Bilder in mehreren Fokusebenen erzeugen und so die Bildaufnahme beschleunigen könnten. Derartige Systeme könnten z.B. mit Strahlteilern realisiert werden. Auch scannende Systeme mit schiefstehenden Sensoren sind denkbar. Gleichfalls sollte das mehrdimensionale Korrelationsverfahren auch bei geeigneten nicht-optischen Datensätzen interessante Ergebnisse liefern.

# ABBILDUNGSVERZEICHNIS

- Abb. 1.1** Zeichnung nach Vorlage: Bronstein, I.N.; Semendjajew: *Taschenbuch der Mathematik*. Gemeinschaftsausgabe; S. 248; Abb. 2.33; (1981); Verlag Nauka, Moskau; BSB B.G. Treubner Verlagsgesellschaft, Leipzig.
- Abb. 1.2** Tympel, V.: erstellt mit *Matlab 7.1* und *Microsoft Office*.
- Abb. 1.3** *iXON* Kamera; mit freundlicher Genehmigung der Firma *Andor Technology* von Herrn Dr. Wiegand am 07.02.2007 zur Verfügung gestellt; Hintergrund: Tympel, V.
- Abb. 1.4–9** Tympel, V.: Simulierte Daten, erzeugt mit der Bildverarbeitungssoftware *OPTIMAS 6.51*.
- Abb. 1.10** *Ploidy & Air Measurement System*; mit freundlicher Genehmigung des Pathologischen Instituts der Technischen Universität Dresden, Herrn Dr. Meyer.
- Abb. 1.11** Tympel, V.: Bilddaten bearbeitet mit der Bildverarbeitungssoftware *Wizard of Microscopy* (Prototyp des Ing.-büros Tympel von 1996).
- Abb. 1.12** Teilansicht Chip *TH7522*; aufgenommen mit High-Stittching System *ImageStepper* der Firma *JENTECH engineering GmbH* am *Zeiss Axiotron* Mikroskop; Bildfreigabe mit freundlicher Genehmigung der Firma *Melexis GmbH*, Erfurt.
- Abb. 2.1** Bild der Messmaschine *UNI-VIS 250*; mit freundlicher Genehmigung der Firma *Mahr*.
- Abb. 2.2** Tympel, V.: erstellt mit *iPhoto Plus 1.1*.
- Abb. 2.3** Institut für Photonik; Technische Universität Wien; Österreich; digital unter: <http://www.pro-physik.de/Phy/leadArticle.do?laid=4961>; (Zugriff am 26.07.2007).
- Abb. 2.4** Tympel, V.: Farbbildverarbeitungssystem mit *Sony 3-Chip-Kamera XC003P*.
- Abb. 2.5** Tympel, V.: Farbbildverarbeitungssystem mit *Sony 3-Chip-Kamera XC003P* an *RLM-5* Mikroskop, aufgenommen und verarbeitet mit der Bildverarbeitungssoftware *OPTIMAS 6.51*.
- Abb. 2.6** Tympel, V.: erstellt mit *Microsoft PowerPoint 2003*.
- Abb. 2.7a–d** Tympel, V.: Farbbildverarbeitungssystem mit *Sony 3-Chip-Kamera XC003P* an *Zeiss JENATECH-inspection*, aufgenommen und verarbeitet mit der Bildverarbeitungssoftware *OPTIMAS 6.51*.
- Abb. 2.8** Tympel, V.: wie Abb. 2.7 und dargestellt mit *Microsoft Excel 2003*.
- Abb. 2.9** wie Abb. 2.9.
- Abb. 2.10a** Tympel, V.: erstellt mit *Microsoft VS2005 C++* und *Microsoft Excel 2003*.
- Abb. 2.10b** Tympel, V.: aufgenommen mit *FUGA1000* Sensor (siehe Abb. 1.6) und *HeNe-Laser*.
- Abb. 2.10c** Tympel, V.: wie Abb. 2.10a, nur logarithmisch in der Y-Achse.
- Abb. 2.11** wie Abb. 2.6.
- Abb. 2.12–15** wie Abb. 1.2.
- Abb. 2.16–17** Tympel, V.: erstellt mit *Edge Analyser*.
- Abb. 2.18–20** Tympel, V.: erstellt mit *Edge Analyser* und *Microsoft Excel 2003*.
- Abb. 2.21** Tympel, V.: aufgenommen mit *RML-5* Mikroskop und *3D-ImageGrabber*, ausgewertet mit *Edge Analyser*, dargestellt mit *Microsoft Excel 2003*.
- Abb. 2.22** *Scientific Volume Imaging B.V.*: [2.56].
- Abb. 2.23–24** wie Abb. 1.2.
- Abb. 2.25** Tympel, V.: aufgenommen mit *RML-5* Mikroskop und *3D-ImageGrabber*, bearbeitet mit der Bildverarbeitungssoftware *OPTIMAS 6.51*.
- Abb. 2.29** wie Abb. 1.2.
- Abb. 2.27–28** wie Abb. 2.21.
- Abb. 2.29** Tympel, V.: Farbbildverarbeitungssystem mit *Sony 3-Chip-Kamera XC003P* mit Gittermonochromator 400–700 nm, aufgenommen und verarbeitet mit der Bildverarbeitungssoftware *OPTIMAS 6.51*, dargestellt mit *Microsoft Excel 2003*.

- Abb. 2.30** Semiconductor insights: *Micron* CMOS image sensors MT9D011; digital unter: [http://www.semiconductor.com/insightawards/images/micron\\_pixel\\_array.jpg](http://www.semiconductor.com/insightawards/images/micron_pixel_array.jpg); (Zugriff am 23.01.2008).
- Abb. 2.31–32** wie Abb. 2.25.
- Abb. 2.33** wie Abb. 2.21.
- Abb. 2.34** wie Abb. 2.25.
- Abb. 3.1** Tympel, V.: Messwerte aus speziellem C++-Testprogramm, dargestellt mit *Microsoft Excel 2003*.
- Abb. 3.2** Tympel, V.: Messwerte erstellt mit *SiSoftware Sandra Lite (Win32 x86) 2008.1.12.34*, dargestellt mit *Microsoft Excel 2003*.
- Abb. 3.3** Tympel, V.: Darstellung nach Standard ANSI/IEEE 754-1985.
- Abb. 3.4** Tympel, V.: Windows Task-Manager mit speziellem C++-Testprogramm.
- Abb. 3.5–6** Tympel, V.: Erstellt mit FFTW-Benchmark-Programm *benchf.exe*, dargestellt mit *Microsoft Excel 2003*.
- Abb. 3.7–8** wie Abb. 3.1.
- Abb. 4.1–2** Tympel, V.: erstellt mit *MATLAB 7.1*.
- Abb. 4.3** wie Abb. 2.6.
- Abb. 4.4–9** wie Abb. 2.6.
- Abb. 4.10–9** wie Abb. 1.2.
- Abb. 5.1** Tympel, V.: erstellt mit *Edge Analyser*.
- Abb. 5.2–19** Tympel, V.: erstellt mit *Edge Analyser* und dargestellt mit *Microsoft Excel 2003*.
- Abb. 5.20** Tympel, V.: erstellt mit *Edge Analyser* und bearbeitet mit *OPTIMAS 6.51*.
- Abb. 5.21** wie Abb. 3.1.
- Abb. 5.22–24** wie Abb. 5.2.
- Abb. 6.1–6** wie Abb. 5.2.
- Abb. 6.7** Tympel, V.: erstellt mit *Edge Analyser* und dargestellt mit *Microcal Origin 4.1*.
- Abb. 6.8–18** wie Abb. 5.2.
- Abb. 6.19–20** wie Abb. 5.20.
- Abb. 6.21–29** wie Abb. 5.2.
- Abb. 6.30** Tympel, V.: erstellt mit *3D-ImageGrabber* und bearbeitet mit *OPTIMAS 6.51*.
- Abb. 6.31–37** wie Abb. 5.2.
- Abb. 6.38** wie Abb. 6.30.
- Abb. 6.39** wie Abb. 5.20.
- Abb. 6.40** wie Abb. 5.2.
- Abb. 6.41** wie Abb. 6.30.
- Abb. 6.42–44** wie Abb. 5.2.
- Abb. 6.45–46** wie Abb. 5.20.
- Abb. 6.47** wie Abb. 5.2.
- Abb. Inst. 1–5** Tympel, V.: mit *iPhoto Plus 1.1* erstellt.
- Abb. Inst. 6** Tympel, V.: Screenshot *3D-ImageGrabber*.
- Abb. Inst. 7** Tympel, V.: Screenshot *Edge Analyser*.
- Abb. Inst. 8a** Tympel, V.: aufgenommen mit *RML-5* Mikroskop und *3D-ImageGrabber*, ausgewertet mit *Edge Analyser*.
- Abb. Inst. 8b** wie Abb. Inst. 8a, dargestellt mit *Microsoft Excel 2003*.
- Abb. Inst. 9** wie Abb. Inst. 8a.
- Abb. Inst. 10** wie Abb. Abb. 2.25.
- Abb. Inst. 11** Tympel, V.: Teilbild von Inst. 8c, bearbeitet mit *iPhoto Plus 1.1*.
- Abb. Inst. 12** Tympel, V.: mit Flachbrettscanner erstellt und mit *iPhoto Plus 1.1* bearbeitet.
- Abb. Inst. 13** wie Abb. Inst. 12.

# ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS UND FORMELZEICHEN

<b><i>h</i></b>	das <i>Plancksche</i> Wirkungsquantum mit	$6.626\,068\,96(33) \times 10^{-34} \text{ Js}$ ;
<b><i>k</i></b>	die <i>Boltzmann</i> Konstante mit	$1.380\,6504(24) \times 10^{-23} \text{ J/K}$ ;
<b><i>c</i></b>	die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum mit	$2.997\,924\,58 \times 10^8 \text{ m/s}$ ;
	entsprechend der CODATA <sup>1</sup> Angaben des NIST <sup>2</sup> von 2006.	
<b>bit</b>	Einheitensymbol für die Informationseinheit Bit entsprechend IEC 60027-2 (IEEE 1541 definiert das Einheitensymbol: b);	
<b>B</b>	Einheitensymbol für die Informationseinheit Byte (8 bit);	

Sym- bol	Faktor	Name	Bezeich- nung	Ursprung
P	$10^{15} = (1000)^5 = 1\,000\,000\,000\,000\,000$	Peta	Billiarde	πεντάκις (fünfmal)
T	$10^{12} = (1000)^4 = 1\,000\,000\,000\,000$	Tera	Billion	τετράκις (viermal)
G	$10^9 = (1000)^3 = 1\,000\,000\,000$	Giga	Milliarde	γίγας (Riese)
M	$10^6 = (1000)^2 = 1\,000\,000$	Mega	Million	μέγας (groß)
k	$10^3 = 1000$	Kilo	Tausend	χίλιοι (tausend)
h	$10^2 = 100$	Hekto	Hundert	εκατόν (hundert)
da	$10^1 = 10$	Deka	Zehn	δέκα (zehn)
	$10^0 = 1$		Eins	
d	$10^{-1} = 0,1$	Dezi	Zehntel	decimus (zehnter)
c	$10^{-2} = 0,01$	Zenti	Hundertstel	centesimus (hundertstel)
m	$10^{-3} = 0,001$	Milli	Tausendstel	millesimus (tausendster)
μ	$10^{-6} = (0,001)^2 = 0,000\,001$	Mikro	Millionstel	μικρός (klein)
n	$10^{-9} = (0,001)^3 = 0,000\,000\,001$	Nano	Milliardstel	νάνος (Zwerg)
p	$10^{-12} = (0,001)^4 = 0,000\,000\,000\,001$	Piko	Billionstel	ital.: piccolo (klein)
f	$10^{-15} = (0,001)^5 = 0,000\,000\,000\,000\,001$	Femto	Billiardstel	skand.: femton (fünfzehn)

**SI-Präfixe** entsprechend der DIN 1301 mit griech. bzw. lateinischem Namensursprung.

<sup>1</sup> Das Akronym steht für die engl. Bezeichnung: **Committee on Data for Science and Technology**.

<sup>2</sup> Das Akronym steht für die engl. Bezeichnung: **National Institute of Standards and Technology**.

Sym- bol	Faktor	Name	Namensursprung
Ki	$2^{10} = 1024$	kibi	kilobinary
Mi	$2^{20} = 1024^2 = 1\,048\,576$	mebi	megabinary
Gi	$2^{30} = 1024^3 = 1\,073\,741\,824$	gibi	gigabinary
Ti	$2^{40} = 1024^4 = 1\,099\,511\,627\,776$	tebi	terabinary

**Binärpräfixe** entsprechend der Ergänzung der Norm IEC 60027-2 vom Januar 1999.

### **Allgemeine Abkürzungen**

<b>Abb.</b>	Abbildung(en)
<b>bzw.</b>	beziehungsweise
<b>ca.</b>	circa
<b>d. h.</b>	das heißt
<b>Gl.</b>	Gleichung(en)
<b>Tab.</b>	Tabelle(n)
<b>z. B.</b>	zum Beispiel
<b>amerikan.</b>	amerikanisch(e/er/es/en)
<b>engl.</b>	englisch(e/er/es/en)
<b>lat.</b>	lateinisch(e/er/es/en)
<b>ital.</b>	italienisch(e/er/es/en)
<b>niederländ.</b>	niederländisch(e/er/es/en)



# INSTRUMENTENVERZEICHNIS

## Mikroskope

**JENATECH-inspection** *Carl Zeiss Jena*; Auf- und Durchlicht Mikroskop; Hellfeld/ Dunkelfeld/ Polarisation; Durchlichtkondensor 0,1 bis 0,6 mit Großfeldlinse; Z-Achsen Feintrieb mit 100  $\mu\text{m}$  pro Umdrehung; erweitert mit motorisiertem Z-Antrieb (Abb. Inst. 1a).

**RML-5** *Askania Rathenow*; Durchlicht Mikroskop; Hellfeld; Durchlichtkondensor ca. 0,1 bis ca. 0,8 trocken (bis 1,2 mit Ölimmersion) mit einschwenkbarer Großfeldlinse; Z-Achsen Feintrieb mit 100  $\mu\text{m}$  pro Umdrehung; erweitert mit motorisiertem Z-Antrieb (Abb. Inst. 1b).



**a** *Zeiss JENATECH-inspection*

**b** *Askania RML-5*

**Abb. Inst. 1a/b** Modifizierte Mikroskope mit Z-Antrieb, Z-Controller, Videokamera und Videoadapter mit 1,6facher Nachvergrößerung.

## Objektive

- 50x/0,80** Planachromat 50x/0,80  $\infty$ /0-A; *Carl Zeiss Jena*; SN: 001 285; Abb. Inst. 2b; M 30; ohne chromatische Vergrößerungsdifferenz; am *JENATECH-inspection*.
- 20x/0,40** Planachromat HD 20x/0,40  $\infty$ /0-A; *Carl Zeiss Jena*; SN: 001 666; M 30; Hell- und Dunkelfeldobjektiv; ohne chromatische Vergrößerungsdifferenz; am *JENATECH-inspection*.
- 10x/0,20** Planachromat HD 10x/0,20  $\infty$ /-A; *Carl Zeiss Jena*; SN: 000 761 M 30; Hell- und Dunkelfeldobjektiv; ohne chromatische Vergrößerungsdifferenz; am *JENATECH-inspection*.
- 2,5x/0,05** Planachromat HD 2,5x/0,05  $\infty$ /-A; *Carl Zeiss Jena*; SN: 000 715 M 30; Hell- und Dunkelfeldobjektiv; ohne chromatische Vergrößerungsdifferenz; am *JENATECH-inspection*.
- 100x/1,40** Apochromat HI 100/1,40 160/0,17; *Carl Zeiss Jena*; SN: 993 101 M; Abb. Inst. 2d; M 20; am *RML-5*.

- 100x/1,25** Achromat CF-A100/1,25 Oel 160/0,17; Askania; SN: 000 150; M 20; am *RML-5*.
- 63x/0,85** Achromat 63/0,85 160/0,17; *Spindler & Hoyer*; Abb. Inst. 2c; M 20; am *RML-5*.
- 40x/0,90** Planapochromat 40/0,90 160/0,17; *Carl Zeiss Jena*; SN: 066 121; Abb. Inst. 2a; M 20; mit Korrektionsfassung<sup>1</sup> 0,15...0,19; am *RML-5*.
- 40x/0,65** Achromat 40/0,65 160/0,17; *Carl Zeiss Jena*; V 236; SN: 992 920 M M 20; am *RML-5*.



**a** Apochromat 100x/1,40    **b** Achromat 63x/0,85    **c** Planachromat 50x/0,80    **d** Planapochromat 40x/0,90

Abb. Inst. 2a–d Mikroskopobjektive.

### Mikroskopzubehör

**TV-Tubusanpassung 1x** CZ-Schwalbenschwanz auf C-Mount Anschlussgewinde.

**Nachvergrößerung 1,6x** CZ-Schwalbenschwanz auf CZ-Schwalbenschwanz, Tubusteil von einem älteren *Zeiss Jena* Mikroskop; vermessene Nachvergrößerung  $1,58 \pm 0,02$ .

**Nachvergrößerung 4x** CZ-Schwalbenschwanz auf CZ-Schwalbenschwanz; Foto-Brennweitenverlängerung modifiziert, vermessene Nachvergrößerung  $4,2 \pm 0,05$ .

**Motorischer Z-Trieb** Direktantrieb des Feintriebs durch 5-Phasen-Schrittmotor RDM 543/100A; Halbschrittbetrieb mit 2000 Schritten pro Umdrehung. Gesteuert über Tiger-Controller AXI-8/4 und drei bipolaren Schrittmotorentreiber L298N. Die lokale Firmware wurde in der Sprache Tiger-Basic entwickelte (Abb. Inst. 3) und unterstützt eine EIA-232 Schnittstelle zur Computeranbindung. Realisiert werden am *JENATECH-inspection* und *RML-5* Z-Schritte von je 50 nm. Bei kontinuierlicher Bewegung in einer Richtung konnten in den Kurven zur Beurteilung des Fokussierzustandes lediglich Hinweise auf Sprünge in der Z-Bewegung in der Größenordnung von einem Schritt gefunden werden.

**Kamera XC-003P** 3-Chip-CCD-Farb-Video Kamera Modul; 1/3-Zoll-Interline-Transfer Chips mit  $752(H) \times 582(V)$  Pixel; Pixelmittenabstand  $6,5(H) \mu\text{m} \times 6,25(V) \mu\text{m}$ ; ohne Mikrolinsen.

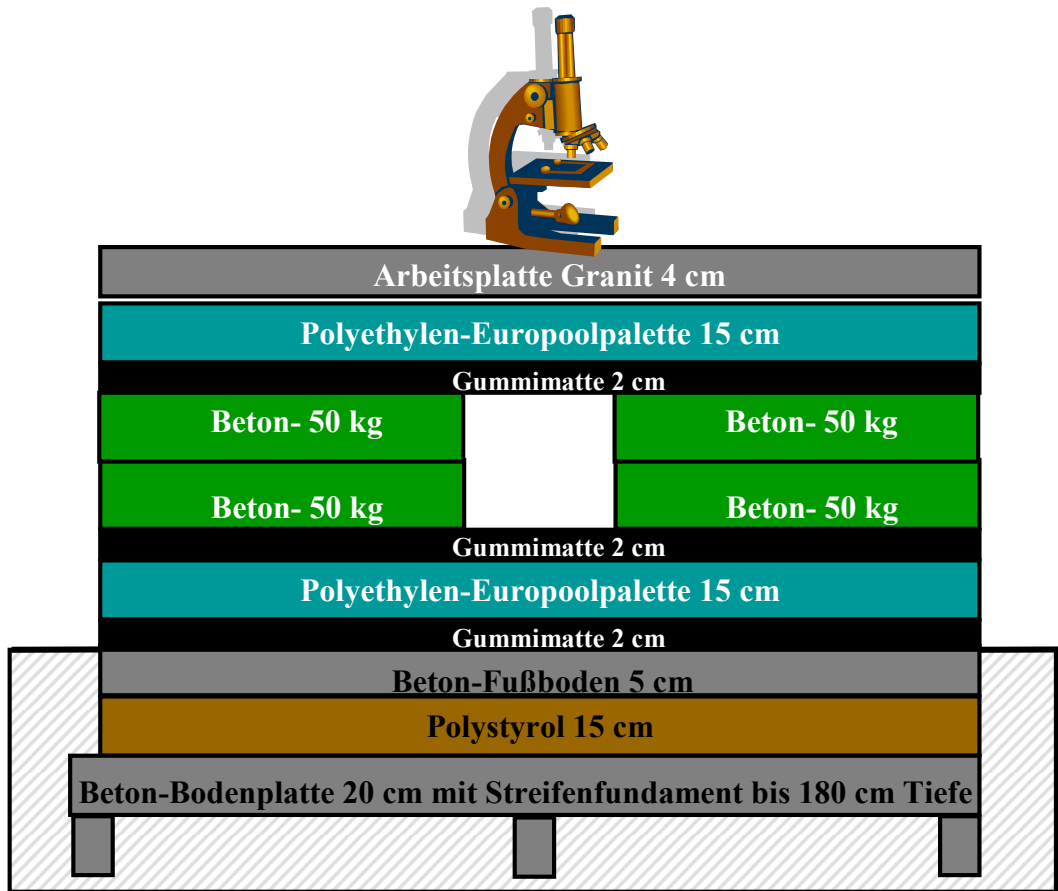
**Immersionsöl** *Resolve Microscope Immersion Oil* der Firma *Stephens Scientific* mit  $n_D^{23^\circ C} = 1,5150$ .



**Abb. Inst. 3** Controller für den Z-Trieb mit Tiger-Chip und Leistungstreibern.

<sup>1</sup> Ein drehbarer Korrektionsring ermöglicht die Anpassung von Trockenobjektiven mit hoher numerischer Apertur an unterschiedliche Deckglasdicken.

**Schwingungsgedämpfter Messtisch** 100 kg schwarze Granitplatte (1,2 m × 0,75 m) auf Betonunterbau (200 kg) mit schwingungsisolierenden Zwischenlagen (Abb. Inst. 4a–c).



**Abb. Inst. 4a** Schematischer Aufbau des schweren schwingungsgedämpften Tisches.



**Abb. Inst. 4b/c** Zwei Ansichten des schwingungsgedämpften Messtisches.



## Rechentechnik

**Bildaufnahmesystem** *Intel-Pentium-4* System mit 4,6 GFlops im *Sandra-Whetstone* iSSE2-Test, (1 Rechenkern); Code Name: Northwood; BrandID 9, Revision Bo; Socket 478 mPGA; 130 nm-Technology mit MMX, SSE, SSE2; Core Speed 2524 MHz, Rated FSB 531 MHz, Bus Speed 133 MHz, L1-Cache Data 8 kiB, L1-Cache Trace 12 Kuops, L2-Cache 512 kiB; Motherboard ICP 845E-83627; Chipset Intel i845E und 82801BA(ICH2) mit *Winbond* W83627HF, 1 DDR *Dataram* 1024 MB Speicher-Modul PC2100 (133 MHz); SiS 315-315E AGP-4x Grafikkarte; 1 *Broadcom NetXtrem* Gigabit Ethernet und 1 Intel PRO/100VE Desktop Adapter; unter Phoenix BIOS Version 6.00 PG und *Microsoft Windows 2000 Professional* mit SP4 (Build 2195) und DirectX 9.0b mit *Matrox Meteor-II-MC* PCI-RGB Frame Grabber (System wurde 2002 konfiguriert) ; Abb. Inst. 5a.

**Auswertesystem** *Opteron* Workstation mit 24 GFlops im *Sandra-Whetstone* iSSE3-Test und 2 *AMD Dual-Core* 2212 Prozessoren, (4 Rechenkerne); Code Name: *Santa Rosa*; BrandID 1, Revision JH-F2; Socket F; 90 nm-Technology mit MMX(+), 3DNow!(+), SSE, SSE2, SSE3, x86-64; Core Speed 2000 MHz, HT-Link 1000 MHz, Bus Speed 200 MHz, L1-Cache Data 2×64 kiB, L1-Cache Instr. 2×64 kiB, L2-Cache 2×1024 kiB; Motherboard *Tyan* S2915 Rev. A2; Chipset *NVIDIA nForce* Pro 3600 mit LPCIO SMSC SCH5307-NS, mit 4 DDR2 *Kingston* 1024 MB Speicher-Modulen PC2-5300 (333 MHz); *NVIDIA GeForce* 7600 GS PCI-Express Grafikkarte mit Link Width ×16; 2 Gigabit Ethernet Anschlüssen; unter Phoenix BIOS Version 1.02.2915 und *Microsoft Windows XP Professional* mit SP2 (Build 2600) und *DirectX 9.0c*, mit /3GB-Option sind 2,75 GiB verfügbar (System wurde 2007 konfiguriert); Abb. Inst. 5b.



**a** Auswertesystem mit 2 *Opteron Dual Core* CPUs



**b** Bildaufnahmesystem mit *P4* CPU.

**Abb. Inst. 5a/b** Abbildung der verwendeten Rechentechnik.

## Software

### 3D-ImageGrabber

C++ Applikation zum Aufnehmen von Bildserien aus verschiedenen Fokuspositionen (Abb. Inst. 6). Das Programm unterstützt einen *Matrox-Meteor-II* RGB-Frame Grabber. Durch eine Live-Histogrammdarstellung der RGB-Intensitäten und Übersteuerungswarnung wird die optimale Einstellung des Frame Grabbers ermöglicht. Die Steuerung des Z-Triebs erfolgt über eine EIA-232 Schnittstelle. Alle Bilddaten werden als Serien von TIFF-Dateien in Format RGB-Byte abgespeichert. Die Applikation benutzt die *Matrox-MIL-Lite 7.5* Bibliotheken.

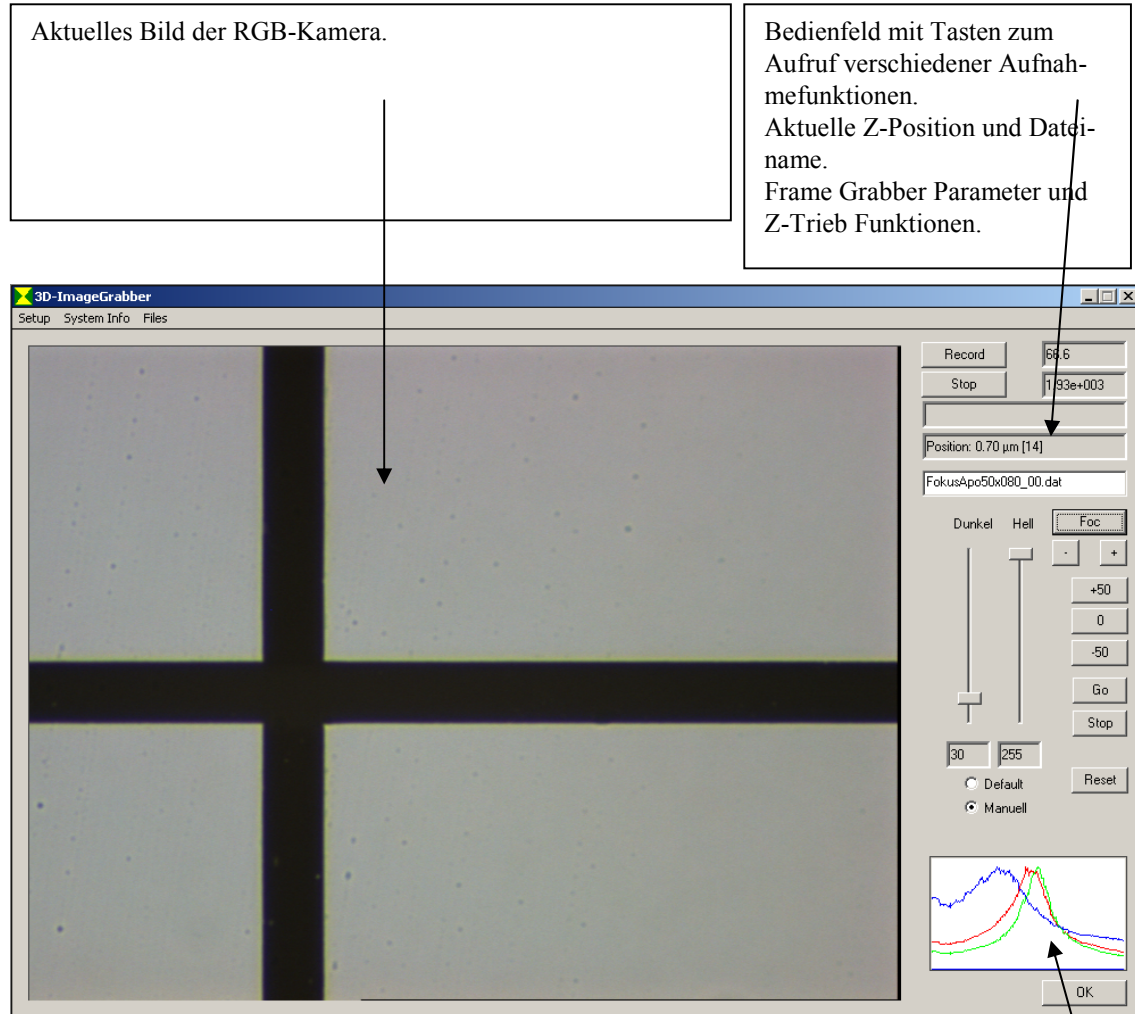


Abb. Inst. 6 Screenshot *3D-ImageGrabber*.

Verläufe der globalen Fokuspa-  
rameterwerte für:  
Rot: Kamerakanal Rot  
Grün: Kamerakanal Grün  
Blau: Kamerakanal Blau  
(X-Achse der Grafik entspricht  
der Z-Achse im Bildstapel)

## Edge Analyser

C++ Applikation zum Einlesen und Auswerten von Bildserien aus verschiedenen Fokuspositionen. Das Einlesen erfolgt durch Serien von TIFF-Dateien in Format RGB-Byte (Abb. Inst. 7). Unterschiedliche Analysen sind über das Bedienfeld startbar. Die Analyse erfolgt immer in Gleitkommatdaten im Format Float. Bei Schwellwertalgorithmen erfolgt immer eine lineare Interpolation, bei PSF- und FFT-Analysen erfolgt eine Spline-Interpolation der Daten mit dem Faktor 4. Ergebnisse werden als ASCII-Text bzw. TIFF-Dateien in Format RGB-Byte und Monochrom-Float ausgegeben. Die Applikation benutzt Bibliotheken der *Matrox-MIL-Lite 7.5* und *MIT-FFTW-3*, sowie die *Microsoft OpenMP*-Schnittstelle zur Unterstützung der parallelen Verarbeitung bei Mehrprozessorsystemen.

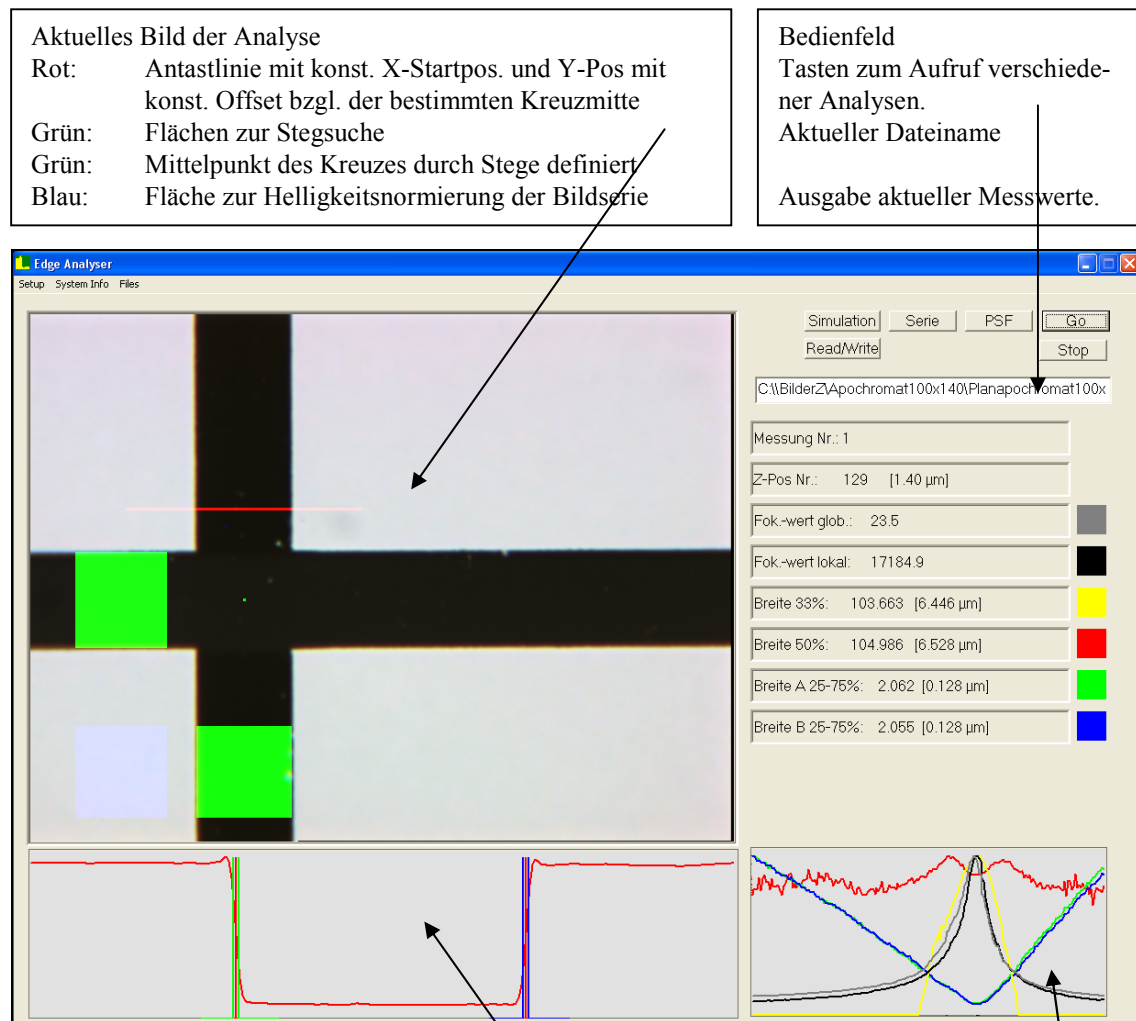


Abb. Inst. 7 Screenshot Edge Analyser

Intensitätsverlauf der roten Antastlinie mit senkrechten Linien für die interpolierten Positionen:

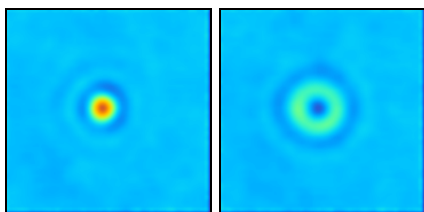
Rot: Position 50%  
 Grün: Kante A Positionen 25% und 75%  
 Blau: Kante B Positionen 25% und 75%  
 (X-Achse der Grafik entspricht der X-Achse im Bildstapel)

Verläufe der Werte für:

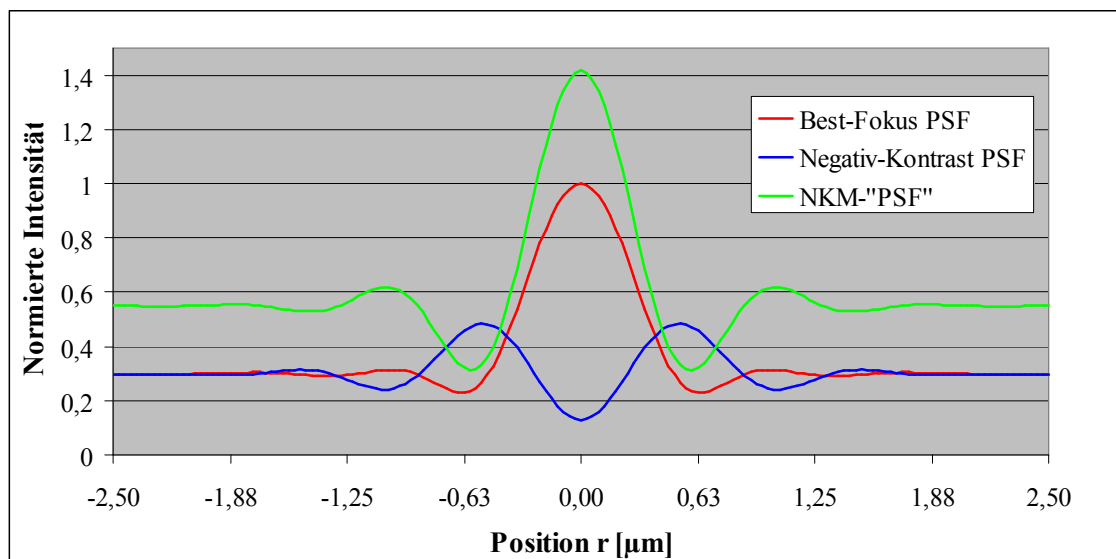
Grau: Fokusparam.-wert gl.  
 Schwarz: Fokusparam.-wert lo.  
 Gelb: Stegbreite für 33%  
 Rot: Stegbreite für 50%  
 Grün: Kante A Breite  
 Blau: Kante B Breite  
 über die gesamte Fokusbildserie  
 (X-Achse der Grafik entspricht der Z-Achse im Bildstapel)

**NKM-Verfahren***(NCM-method)***Negativ-Kontrast-Misch-Verfahren***(negative-contrast-mixture-method)*

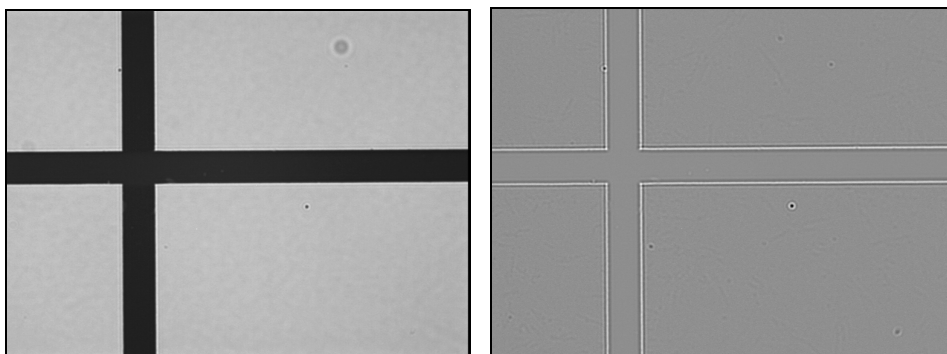
Verfahren zur Kontraststeigerung und Unterdrückung von konstanten Specklemustern, Ausleuchtungsfehlern, extrafokaler Strukturen und Falschlicht bei Systemen, deren Objektive über einen extrafokalen Bereich verfügen, der sich durch eine – im Vergleich zur fokalen Position – annähernd scharfe Abbildung mit einem negativen Kontrast auszeichnet (Abb. Inst. 8a/b). Dabei wird ein scharfes Bild aus dem extrafokalen Bereich mit einem fokussierten Bild verrechnet. Erfolgt eine Subtraktion, kann zur Vermeidung negativer Werte ein zusätzlicher Offsetbetrag addiert werden. Das resultierende Bild ist dann kontrastreicher und homogener. Die höhere Homogenität erlaubt eine weitere zusätzliche Kontrastspreizung. Ist der Abstand zwischen den beiden Positionen zu abhängig von der Wellenlänge, so kann dieses Verfahren auch in Schritten für die einzelnen Farbkanäle bei unterschiedlichen Positionen erfolgen. Extrafokale Differenzbildverfahren sind üblich in der Bildverarbeitung, die gezielte Nutzung der Kontrastumkehr wird in [NKM] beschrieben. Abb. Inst. 9a/b zeigt die differenzierende Wirkung des Verfahrens bei großen Strukturen und Kanten. Abb. Inst. 10a–c und Abb. Inst. 11 veranschaulichen hingegen die Kontraststeigerung anhand von Mikroskopbildern mit kleinen Strukturen.



**Abb. Inst. 8a** XY-Falschfarbendarstellung der PSF(r) eines Planachromats 50x/0,80 bei einer Beleuchtungsapertur von 0,1 in der Best-Fokus-Ebene (links) und objektseitig  $\Delta z = -1,65 \mu\text{m}$  davor (rechts) im Durchlicht (dunkel: blau, hell: rot). Der Bildausschnitt hat eine Größe von  $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$ . (vergl. XZ-Falschfarbendarstellung der Abb. 2.19a).



**Abb. Inst. 8b** Normierte Intensitäten gemessener und berechneter PSFs bei einem Offset von 0,5.



**Abb. Inst. 9**  $7 \mu\text{m}$  Chromstreifen auf Glas im Durchlicht, aufgenommen mit einem Planachromat 50x/0,80 bei einer Beleuchtungsapertur von 0,1 und PSFs entsprechend Abb. Inst. 8a/b; links – Originalbild der Best-Fokus-Ebene; rechts – Ergebnisbild nach dem NKM-Verfahren bei einer extrafokalen Lage von objektseitig  $\Delta z = -1,65 \mu\text{m}$  und einem Offset von 128 (Grauwerte 0...255).





**a** Best-Fokus-Ebene.



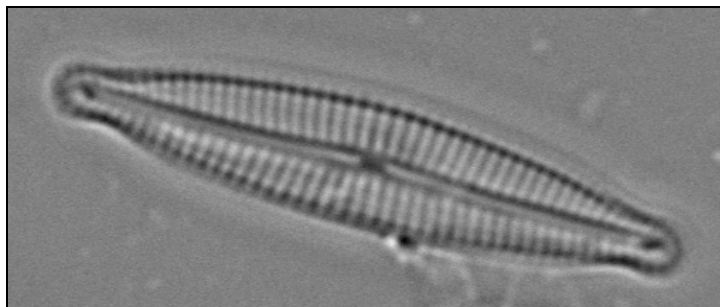
**b** Ebene mit negativem Kontrast.

+ Offset =



**c** Ergebnisbild

**Abb. Inst. 10a–c** RGB-Bilder einer Kieselalge (Diatomee, 17  $\mu\text{m}$  lang), aufgenommen mit einem Apochromat 100x/1,40 und 1,6x Tubusfaktor bei einer Beleuchtungsapertur von 0,8 im Durchlicht; **a** – Bild aus der Best-Fokus-Ebene; **b** – Bild aus Ebene mit negativen Kontrast (objektseitig  $\Delta z = -0,6 \mu\text{m}$ , Objekt ist dichter am Objektiv); **c** – Differenzergebnis bei einem Offset von +128 (Grauwerte 0...255).

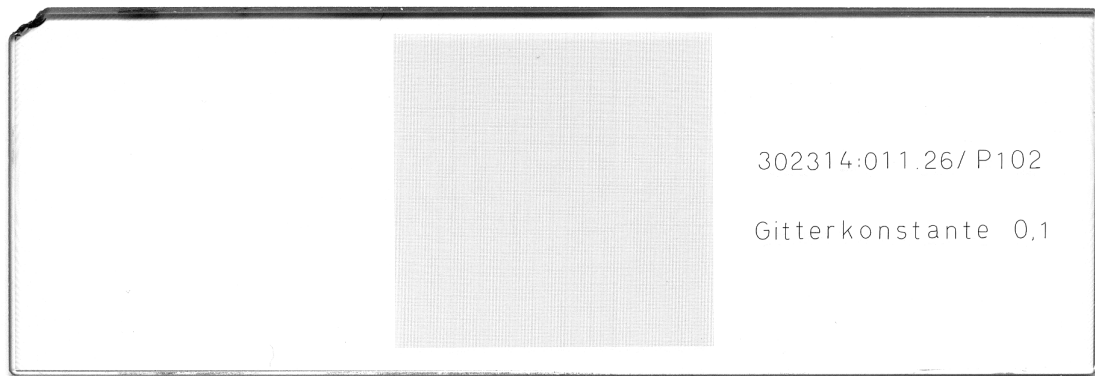


**Abb. Inst. 11** Teilbild von Abb. Inst. 9c; grüner Kanal nach Kontrastspreizung. Der mittlere Abstand heller bzw. dunkler Streifen beträgt 380 nm (*feature size*), d. h. die Breite der hellen bzw. dunklen Streifen beträgt 190 nm (*half-pitch feature size*).



**Proben**

**Abb. Inst. 12** Glasobjektträger mit Chromgitter; Gitterkonstante  $5\text{ }\mu\text{m}$  im Innenbereich und  $10\text{ }\mu\text{m}$  im Außenbereich; Strichbreite  $1,5\text{ }\mu\text{m}$ .



**Abb. Inst. 13** Glasobjektträger mit Chromgitter; Gitterkonstante  $100\text{ }\mu\text{m}$ ; Strichbreite  $7\text{ }\mu\text{m}$ .

## THESEN ZUR DISSERTATION

### *Untersuchungen zur Anwendung von mehrdimensionalen Korrelationsverfahren bei der Determination von Kanten mit hochauflösenden optischen Messmaschinen.*

Vorgelegt der Fakultät für Maschinenbau der Technischen Universität Ilmenau  
von Herrn

Dipl.-Phys. Volker Tympel

#### Nützliches für die Untersuchungen:

(N-0) Etablierte Ansichten sollten in angemessenen Abständen unter Berücksichtigung neuer Erkenntnisse und Technologien auf ihre Richtigkeit überprüft werden, da die Wissenschaftsgeschichte eine hohe Irrtumswahrscheinlichkeit erwarten lässt.

(N-1) Eine Abbildung mit kohärenter Beleuchtung kann gegenüber inkohärenter Beleuchtung zu steilen Grauwert-Kanten führen, was – wenn die an den Rändern entstehenden Oszillationen beherrscht werden – vorteilhaft für die Determination der Kanten sein kann.

(N-2) *Abbes* Aussage von 1873 zur Begrenztheit der mikroskopischen Auflösung ist falsch. Wird – wie dort vorgeschlagen – die Auflösung in einem Modell mit zwei Punktquellen definiert, so hat eine derartige Auflösung keine theoretischen Grenzen und sollte praktisch bei inkohärenten Punktquellen nur durch das Rauschen und bei kohärenten Punktquellen nur durch die Endlichkeit von Lichtintensitäten begrenzt sein.

(N-3) Die klassischen Definitionen der visuellen Schärfentiefe von Mikroskopsystemen enthalten subjektive Komponenten. Wird ein messendes Bildverarbeitungssystem zur Bestimmung der Schärfentiefe benutzt, muss eine Akzeptanzschwelle eingeführt werden, um eine Schärfentiefe definieren zu können.

(N-4) Bei sonst gleichen Voraussetzungen kann die Verarbeitung größerer Datenformate schneller sein, als die Verarbeitung kleiner Datenformate. So kann es auf einem konkreten Rechnersystem zeitlich effizienter sein, mit Bildern zu arbeiten, die einen 32-Bit-Datentyp – wie *DWORD* oder *FLOAT* – besitzen, auch wenn ein 8-Bit-Datentyp – wie *BYTE* – ausreichend wäre.

(N-5) Schnelle *Fourier*-Transformationen mit Dimensionen, die eine Primzahl-Zerlegung gestatten, die mehr als die Zahl Zwei enthalten, können schneller sein als Transformationen mit klassischen Dimensionen in Form von Zweierpotenzen. So kann auf einem Rechnersystem die *Fourier*-Transformation eines Bildes mit den Dimensionen  $1040 \times 1040$  ( $1040 = 2^4 \cdot 5 \cdot 13$ ) schneller sein, als die Transformation eines kleineren Bildes mit den Dimensionen  $1024 \times 1024$  ( $1024 = 2^{10}$ ).

Bitte wenden!

Das Verfahren der extrafokalen Korrelation:

(eK-1) Korrelationsverfahren können – sonst problematische – Oszillationen an Kantenrändern vorteilhaft nutzen, wenn die zur Korrelation benutzten zweiten Funktionen oder Datenmengen diese Oszillationen enthalten – sie somit erwartet werden.

(eK-2) Die Einbeziehung extrafokaler Bildebenen kann die Reproduzierbarkeit der Detektion von Kantenorten erhöhen, d. h. auch Bereiche außerhalb einer definierten Schärfentiefe können sinnvoll zur Determination eines Kantenortes genutzt werden, wenn der Gewinn an Information den Verlust durch das zunehmende Rauschen überwiegt.

(eK-3) In bestimmten Parameterbereichen ist die extrafokale Korrelation mit Erwartungswerten der reinen Mittelung über benachbarten Bildebenen überlegen. Insbesondere bei Abbildungen mit kohärenter Beleuchtung sind reine Mittelungen der extrafokalen Korrelation unterlegen.

(eK-4) Die extrafokale Korrelation basierend auf der Suche nach der kleinsten Summe der Fehlerquadrate ist aufwendiger, aber oft erfolgreicher als die schnellere *Fourier-Kreuzkorrelation*.

(eK-5) Das Verfahren der extrafokalen Korrelation – angewandt auf Kanten als eindimensionale Objekte – kann sinnvoll begrenzt seriell benutzt werden, um Verläufe von Kanten in 2-dimensionalen Bereichen zu analysieren, was z. B. bei der Bestimmung von Strukturbreiten-Homogenitäten der Fall ist.

(eK-6) Das Verfahren der extrafokalen Korrelation kann sinnvoll zur Bestimmung mehrdimensionaler Objekte erweitert werden. So ist es z. B. möglich durch extrafokale Korrelation Durchmesser 2-dimensionaler Kreisobjekte zu bestimmen, wenn mit Sätzen von Erwartungswerten für verschiedene Durchmesser korreliert wird.

Jena, den 22.01.2009